

SPEKTROSKOPISCHE UNTERSUCHUNG

DES VERÄNDERLICHEN δ CETI

Paulo Leite Scheid

1981

SPEKTROSKOPISCHE UNTERSUCHUNG

DES VERÄNDERLICHEN δ CETI

Dissertation

der Fakultät für Physik

der Ludwig-Maximilians-Universität München



vorgelegt von

Paulo Leite Scheid

München 6.2.1981

1. Gutachter: Prof. Dr. P. Wellmann

2. Gutachter: Prof. Dr. H.-G. Groth

Tag der mündlichen Prüfung: 6.2.1981



Gedruckt mit Unterstützung des Deutschen Akademischen
Austauschdienstes

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

	Zusammenfassung	
1.	Einführung	1
2.	Messungen	3
2.1.	Radialgeschwindigkeitsmessungen	6
2.2.	Äquivalentbreiten der Linien	11
3.	Methodik der Feinanalyse	13
3.1.	Theoretische Grundlagen	13
3.1.1.	Druckschichtung	14
3.1.2.	Linienabsorptionskoeffizient	15
3.1.2.1.	Metalllinien	15
3.1.2.2.	Wasserstofflinien	16
3.1.2.3.	Heliumlinien	16
3.2.	Konstruktion der Modellatmosphären	17
3.2.1.	Methoden zur Festlegung der atmosphärischen Parameter	17
3.2.2.	Nicht-LTE-Effekte	22
4.	Ergebnisse der Feinanalyse	26
4.1.	Mikroturbulenz und Elementhäufigkeit	26
4.2.	Kontinuierliche Energieverteilung	30
4.3.	Linienpektrum	34
4.4.	Leuchtkraft und Entfernung	36
4.5.	Radius	44
4.6.	Masse	46
4.7.	Pulsationskonstante	47
4.8.	Entwicklungsphasen	47

5.	Die Natur der Pulsationen	49
5.1.	Nicht-radiale Farbamplituden	49
5.2.	Radiale Änderungen	52
	Literaturangaben	55

Erläuterungen der Tabellenbeschriftung

Anhang A

Zusammenfassung

Der veränderliche Stern δ Ceti ist spektroskopisch untersucht worden. Die Spektrallinien sind innerhalb einer Periode scharf und zeigen keine Aufspaltung.

Die vorliegende Beobachtung läßt eine Änderung der Form der Radialgeschwindigkeitskurve vermuten. Die Profile der Wasserstofflinien könnten sich in einer Zeitskala von mehreren Perioden ebenso ändern.

Eine Feinanalyse ist unter Verwendung der LTE-Modelle von Kurucz, Peytremann und Avrett durchgeführt worden. Die meisten Beobachtungsgrößen konnten durch die theoretischen Modelle gut beschrieben werden. Die so abgeleiteten Zustandsgrößen stehen nicht in Widerspruch zu den Eigenschaften anderer Cephei-Sterne. Eine Nicht-LTE-Feinanalyse sollte zu keiner wesentlichen Änderung der Ergebnisse führen.

Die Pulsation konnte als die erste radiale Oberschwingung identifiziert werden.

Wir sind der Auffassung, daß selbst bei diesem verhältnismäßig unkomplizierten β Cephei-Stern Effekte wirksam sein können, die erst durch langanhaltende Beobachtungen gedeutet werden können. In diesem Sinne hoffen wir, daß unsere Arbeit als Anregung zu einer mit noch höherer Spektralauflösung durchzuführenden Überwachung dieses Sternes dient.

1. Einführung

Obwohl die β Cephei-Sterne seit mehr als siebenzig Jahren beobachtet werden, ist es den Astrophysikern immer noch nicht gelungen, eine ausreichende Ursache für die Pulsationen in diesen Objekten herauszufinden.

Schon 1952 klagte Otto Struve über das mangelhafte Interesse der Astronomen für diese Sterne: "Während des letzten Vierteljahrhunderts haben manche Astronomen die β Cephei-Sterne sorgfältig gemieden".

In der Tat geriet diese interessante Klasse von Veränderlichen nach vielen Beobachtungen in den zwanziger Jahren, die darauf zielten, die Perioden der Licht- und Radialgeschwindigkeitsänderungen zu bestimmen, beinahe in Vergessenheit, bis Struve in den fünfziger Jahren die Aufmerksamkeit der astronomischen Gemeinschaft erneut auf diese Objekte lenkte. Die zuverlässigen Beobachtungen von Struve und seinen Mitarbeitern sind bis heute die Datengrundlage für viele dieser Veränderlichen geblieben. Nach seinem Tode hat sich das Interesse an diesen Sternen bis zu den siebenziger Jahren reduziert. In der letzten Zeit wurde eine ganze Reihe von sowohl theoretischen als auch experimentellen Untersuchungen veröffentlicht, die zwar unsere Kenntnis erweitert haben, dennoch bleiben viele der fundamentalen Fragen weiterhin unbeantwortet.

In der vorliegenden Arbeit beschäftigen wir uns mit dem Stern δ Ceti. Er ist schon 1903 von Frost und Adams als Veränderlicher entdeckt worden und gehört zu den verhältnismäßig unkompliziert scheinenden β Cephei-Sternen. Nach McNamara (1955) sind die Licht- und Radialgeschwindigkeitskurven annähernd symmetrisch, mit kleinen Amplituden, nur eine Periode ist vorhanden und die Linienprofile sind zu allen Phasenpunkten scharf und bleiben innerhalb der Meßgenauigkeit unverändert. Diese Behauptungen werden hier geprüft.

Seit seiner Entdeckung ist δ Ceti nur einmal einer Feinanalyse unterzogen worden, nämlich in der umfassenden Arbeit von Watson (1972). Seine Ergebnisse sind hier ebenfalls einer Prüfung unterzogen und die Auswirkung der neuen Sternatmosphärenmodelle und empirischen Temperaturskalen auf die Endergebnisse untersucht worden. Darüber hinaus wollen wir bestimmen, in welcher Entwicklungsphase sich der Stern befindet. Wir untersuchen im fünften Teil dieser Arbeit die Natur der Pulsationen.

Teil 2 dieser Arbeit bringt die Beschreibung der Beobachtungen und der verwendeten Reduktionsverfahren.

Im dritten Teil erläutern wir die Kriterien zur Festlegung der atmosphärischen Parameter, während Teil 4 die Ergebnisse der Feinanalyse zeigt.

2. Messungen

Für die Feinanalysen standen Spektralaufnahmen zur Verfügung, die Dr. R. Häfner von der Universitäts-Sternwarte, München, mit dem Coudé-Spektrographen des 152-cm-Teleskops von ESO im Herbst 1973 aufgenommen hatte. Tabelle 1 enthält die Daten der gemessenen Platten.

Tabelle 1

Plattennummer	JD (2441985+)	Belichtungs- zeit	Phase	RG (km/s)
G 5193	0.63745	1 ^m 45 ^s	0.053	15.5
G 5194	0.64429	1 ^m 30 ^s	0.095	14.5
G 5195	0.65088	2 ^m	0.136	14.2
G 5196	0.65820	1 ^m 15 ^s	0.181	12.7
G 5197	0.66504	1 ^m 40 ^s	0.224	11.7
G 5198	0.66870	1 ^m 50 ^s	0.247	9.0
G 5199	0.67871	2 ^m 15 ^s	0.309	7.0
G 5200	0.68555	1 ^m 45 ^s	0.351	4.3
G 5201	0.69263	1 ^m 30 ^s	0.395	3.0
G 5202	0.69995	1 ^m 45 ^s	0.441	1.2
G 5203	0.70654	1 ^m 45 ^s	0.481	0.1
G 5204	0.71338	1 ^m 45 ^s	0.524	0.9
G 5205	0.72046	1 ^m 30 ^s	0.568	2.1
G 5206	0.72754	1 ^m 50 ^s	0.612	3.9
G 5207	0.73462	2 ^m	0.656	5.3
G 5208	0.74146	2 ^m	0.698	7.4
G 5209	0.76025	2 ^m 45 ^s	0.815	12.5
G 5210	0.76733	1 ^m 55 ^s	0.859	13.5
G 5211	0.77417	1 ^m 40 ^s	0.901	15.0
G 5212	0.78101	2 ^m 15 ^s	0.944	13.8
G 5213	0.78833	1 ^m 50 ^s	0.989	16.2

Die Phasen wurden so berechnet, daß die Zeit maximaler Radialgeschwindigkeit dem Phasenpunkt 0 entspricht.

Der Spektrograph ist für alle Aufnahmen in einer einzigen Einstellung benutzt worden (Tabelle 2).

Tabelle 2

Gitter:	A 1, Spektralbereich 4
Kamera:	Nr. 2
Vergleichsspektrum:	Eisenbogen
Spaltbreite:	200 μ (= 22.5 μ auf der Platte)
Bereich (Plattenende):	λ 3500 bis λ 4900
Bereich (nutzbar):	λ 3700 bis λ 4700
Plattensorte:	Kodak II a-0
Entwickler:	MWP-2, 10 Minuten bei 20° C

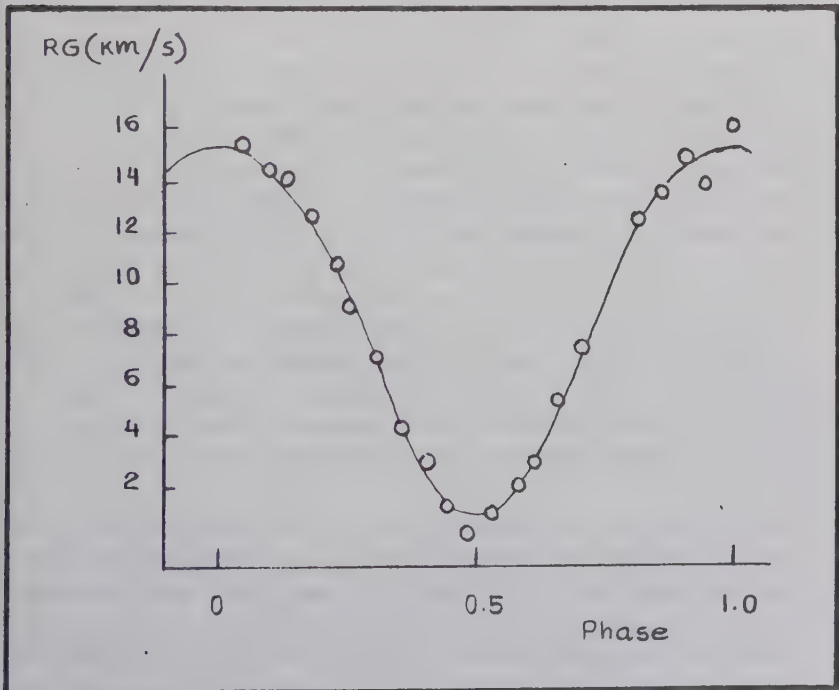
Die Kalibrierungsplatten wurden unter denselben Bedingungen aufgenommen, wie die Spektralplatten und weisen 10 Schwärzungsstufen auf. Die Kalibrierungsplatten wurden alle 200 Å senkrecht zur Dispersionsrichtung registriert und für alle diese Wellenlängen wurden mit den gemessenen Schwärzungen und den bekannten Intensitätsverhältnissen (Havlen 1972) Schwärzungskurven konstruiert.

Es ist bekannt, daß diese Kalibrierungseinrichtung des Coudé-Spektrographen von schlechter Qualität ist. Die Keilstufen werden inhomogen beleuchtet, was Unregelmäßigkeiten bei den Schwärzungskurven zur Folge hat. In der Erwartung, die photometrische Genauigkeit erhöhen zu können, wurden Eichplatten ohne die Keilstufen aufgenommen. Die resultierenden Schwärzungen spiegeln die inhomogene Beleuchtung wider. Mit einer ersten Kalibrierungskurve wurde der Verlauf der Inhomogenität gemessen und eine Korrektion an die Havlen'schen Intensitäten angebracht. Nun wurde iteriert, bis daß man nach etwa drei

Iterationsschritten eine gute Konvergenz erreicht hatte. Die zu erwartenden Fehler in der Photometrie konnten auf diese Weise reduziert werden und liegen bei etwa 10 %.

Die Wellenlängenabhängigkeit der Schwärzungskurven ist geringer als die Streuung der einzelnen Punkte einer Kurve, so daß wir es angemessen fanden, alle Schwärzungskurven eines Kalibrierungsspektrums zusammenzufassen und eine einzige aus etwa 70 Punkten bestehende Kurve zu konstruieren, die uns erlaubte, mit dem Spektralphotometer der Universitätssternwarte München Intensitätsregistrierungen zu bekommen.

Abb. 1: Radialgeschwindigkeitskurve



2.1. Radialgeschwindigkeitsmessungen

Die Identifikation der Linien erfolgte mit Hilfe der bereits vorliegenden Identifizierungen von Aller und Jugaku (1969) und Watson (1971). Wir haben etwa 40 blendfreie und scharfe Linien zur Messung der Radialgeschwindigkeit ausgewählt und führten sie mit dem Abbe-Komparator der Universitäts-Sternwarte München mit dem Einstellsystem nach Barwig (1969) durch. Die Berechnung der Radialgeschwindigkeiten wurde an der Rechenanlage TR 440 des Leibniz-Rechenzentrums München vorgenommen. Der mittlere Fehler der mittleren Geschwindigkeiten liegt etwa zwischen 0.5 und 0.8 km/s, während der Fehler bei der Messung einer einzelnen Linie im allgemeinen kleiner als 4 km/s ist.

Abbildung 1 zeigt die Radialgeschwindigkeitskurve. Die Amplitude beträgt 14.6 km/s und die Systemgeschwindigkeit 8.9 km/s. Diese Amplitude ist etwas größer als die von McNamara (1955) aber kleiner als der von Crump (1934) angegebene Wert $2K = 18$ km/s und vergleichbar mit den Amplituden $2K = 15$ km/s von Lane (1978) und Ciurla (1980). Die Geschwindigkeitskurve ist leicht asymmetrisch und der negative Teil der Kurve ist um $0.06 P \pm 0.04 P$ kürzer als der positive Teil und etwas spitzer. Das ist genau das Gegenteil von dem, was Smith und McCall (1978) beim Stern γ Pegasi beobachtet haben. Die Radialgeschwindigkeitskurven von McNamara und Ciurla waren beinahe symmetrisch, so daß man Formänderungen nicht ausschließen kann.

Das Maximum in der RG-Kurve fand bei $JD = 2441985.7901 \pm 0.005$ statt. Mit der Ephemeride van Hoof's errechnet man die Zeit des Maximums als $JD = 2441985.764$. Der Unterschied zwischen Beobachtung und Rechnung, $(O-C) 0^d.026$, weist entweder auf eine Periodenänderung oder auf eine fälschlich angenommene Periode hin. Ciurla (1980) hat die beobachteten Zeiten maximaler Radialgeschwindigkeit durch die Beziehung

$$\text{JD (Max.RG.)} = 2415689.5529 + 0.16113632 E + 2.83 \times 10^{-12} E^2$$

$$\quad \quad \quad \underline{+0.0049} \quad \quad \quad \underline{+12} \quad \quad \quad \underline{+0.65}$$

angepaßt.

Um die Zeiten maximaler Helligkeit mittels der obigen Beziehung wiedergeben zu können, hat er, statt der üblichen Viertelperiode, eine Phasenverschiebung zwischen Maxima der Helligkeit und der Radialgeschwindigkeit von 0.19 P hinnehmen müssen und die abweichenden photoelektrischen Beobachtungen von Tunca (1977) mit (O-C)-Werten von $0^d.016$ und $0^d.018$ wurden weggelassen. Da Ciurla nicht in der Lage war, so große Abweichungen zu erklären, vermutete er: "Discrepancies between these values and others are not clear, unless perhaps the Tunca's maxima of light were tendentially fitted to the ephemeris given by Jerzykiewicz (1967)".

Neben den von Ciurla veröffentlichten Daten hatten wir zusätzlich die Zeiten von Sato (1958), Campos und Smith (1980), wie auch unsere eigene Messung zur Verfügung. Wenn man nun die üblichen Viertelperiode-Zeitverschiebung zwischen Eintreten des Maximums der Radialgeschwindigkeit und Maximums des Lichts annimmt und die spektroskopischen mit den phasenverschobenen photometrischen Zeitbestimmungen zusammennimmt, kommt man zu einem ähnlichen Ergebnis wie Ciurla.

$$\text{JD (Max.RG.)} = 2415689.5561 + 0.1611362 E + 3.38 \times 10^{-12} E^2$$

$$\quad \quad \quad \underline{+0.0091} \quad \quad \quad \underline{+2} \quad \quad \quad \underline{+0.30}$$

Die (O-C)-Werte betragen (die photometrischen Zeitbestimmungen sind durch ein Sternchen gekennzeichnet):

siehe Seite 8

Autor	Max.RG JD 2400000+	O-C
Frost und Adams	15689.7120	-0.005
Henroteau	23319.6961	0.011
Crump	26287.5012	0.003
Crump	26626.6866	-0.005
Crump	27096.4072	0.003
McNamara	34288.7472	0
McNamara	34630.6846	0.005
Sato	36164.060 *	0.002
Jerzykiewicz, van Hoof	38338.4349 *	-0.009
van Hoof	38656.5201 *	-0.009
Jerzykiewicz	39013.9235 *	-0.007
Ciurla	39778.6905	0.003
Watson	40559.0641 *	-0.011
Scheid	41985.7901	0.005
Tunca	42393.3085 *	0.007
Lane	42662.7247	*0.002
Percy	43061.8547 *	-0.005
Tunca	43101.1868 *	0.009
Campos und Smith	43747.8246	0.003

Die Periodenänderung ist nach dieser Formel 0.13 s/Jahrhundert, wenn es sich hier tatsächlich um eine säkulare Änderung handelt.

Wenn man bedenkt, daß sowohl die Licht- als auch die Geschwindigkeitskurven zeitliche Formänderungen aufweisen könnten, so scheint eine idealisierte Darstellung äußerst unwahrscheinlich. In unserer Abbildung 1 ist eine leichte Einsenkung kurz vor dem Maximum zu sehen; diese Erscheinung tritt auch bei Crump und Lane auf. Sie könnte beim Durchlaufen von Schockwellen durch die Atmosphäre entstehen. Solche Unregelmäßigkeiten werden eine genaue Bestimmung

des Maximums zusätzlich erschweren und man könnte erwarten, daß - vom Zeitpunkt des Auftretens dieser Irregularitäten abhängig - Zeitverschiebungen von $0^d.015$ bis $0^d.020$ hervorgerufen werden. Das gleiche Verhalten wurde von Le Contel (1976) bei dem β Cephei-Stern γ Pegasi gefunden. Unter dieser Annahme können sämtliche Maxima durch die Ephemeride

$$\text{JD (Max.RG)} = 2415689.5339 + 0.1611369 E$$

$$\quad \quad \quad \pm 0.0046 \quad \quad \quad \pm 4$$

mit folgenden (O-C)-Werte, die kleiner als $0^d.020$ sind, wiedergegeben werden:

Datum	E	O-C
2415689.712	1	0.017
2423319.696	47352	0.008
2426287.501	65770	-0.007
2426626.687	67875	-0.014
2427096.407	70790	-0.008
2434288.747	115425	-0.013
2434630.685	117547	-0.008
2436164.060	127063	-0.012
2438338.435	140557	-0.018
2438656.520	142531	-0.017
2439013.924	144749	-0.016
2439778.691	149495	-0.004
2440559.064	154338	-0.017
2441985.790	163192	0.003
2442393.309	165721	0.007
2442662.725	167393	0.002
2443061.855	169870	-0.004
2443101.187	170114	0.010
2443747.825	174127	0.006

Es ist auch möglich, daß sich die Periode sprunghaft geändert hat. In der Tat kann man die Beobachtungen von 1903 bis 1969 durch die Ephemeride

$$\text{JD (Max.RG)} = 2415689.5432 + 0.1611367 \text{ E} \\ \quad \quad \quad \underline{+0.0022} \quad \quad \quad \underline{+1}$$

beschreiben, während die letzten 6 Beobachtungen ab 1972 auf eine etwas höhere Periode hinweisen könnten:

$$\text{JD (Max.RG)} = 2441985.6292 + 0.1611370 \text{ E} \\ \quad \quad \quad \underline{+0.0027} \quad \quad \quad \underline{+4}$$

Weitere Beobachtungen sind erforderlich, um zu klären, welche unter diesen drei Annahmen zutrifft.

Innerhalb einer Periode sind die Linien scharf und zeigen keine Aufspaltung. Es ist allerdings vorzubehalten, daß wegen der nur mäßigen Qualität des Beobachtungsmaterials eventuell vorkommende Komponenten durch die Plattenkörnigkeit völlig verwaschen wären, so daß ihre Deutung unmöglich ist. Nur bei einer noch höheren Dispersion und mit einer vernünftigen Kalibrierung ist es möglich, Komponenten zu beobachten. Bei dem Stern γ Pegasi war mit einer Dispersion von $12 \frac{\text{\AA}}{\text{mm}}$ keine Linienaufspaltung sichtbar (McNamara, 1955), während bei höheren Dispersionen die Linienkomponenten sehr gut zu sehen sind (Le Contel, 1975; Smith und McCall, 1978).

Es ist kein Unterschied im Verhalten der Wasserstoff - und der Metall - und Heliumlinien erkennbar. Die Heliumlinien $\lambda\lambda 4168$ und 3926 zeigen zwar eine systematisch höhere Geschwindigkeit. Das beruht nicht auf eventuellen Anomalien der photosphärischen Bewegung, sondern auf Blends. Auch die durch den Starkeffekt hervorgerufenen Asymmetrien und Verschiebungen verfälschen die Radialgeschwindigkeitsmessungen.

Zu keinem Phasenpunkt wurden irgendwelche Korrelationen zwischen der Radialgeschwindigkeit der Linien und ihren Äquivalentbreiten, ihren Anregungsspannungen und ihren Restintensitäten festgestellt. Davon ausgehend können wir bei der Feinanalyse ein in der optischen Tiefe konstantes Radialgeschwindigkeitsfeld anwenden.

2.2. Äquivalentbreiten der Linien

Als Grundlage zur Feinanalyse haben wir 20 Spektralaufnahmen ausgewählt. Die Photoplatte G 5196 wurde wegen Unschärfe ausgelassen. Die Dispersion auf dem Registrierstreifen beträgt $1 \text{ \AA/cm}$. Insgesamt wurden auf jedem Streifen 86 Linien für die Analyse herangezogen. Die Äquivalentbreiten dieser Linien wurden mittels Planimeter ausgemessen und bei den Wasserstofflinien H_{γ} und H_{δ} außerdem Profilmessungen vorgenommen.

Die Äquivalentbreiten ändern sich nicht innerhalb einer Periode, so daß ihre Mittelwerte (Anhang A) bei der Feinanalyse benutzt wurden. In dieser Hinsicht bestätigen wir die Untersuchung von Orlow (1967), der aufgrund von Spektrogrammen mit einer Dispersion von $12 \text{ \AA/mm}$ keine Änderung in den Wasserstoff- und Heliumlinien festgestellt hat.

Unsere Messungen sind in sehr guter Übereinstimmung mit jenen von Orlow, doch die Äquivalentbreiten der Wasserstoff- und der stärkeren Heliumlinien sind nach Watson systematisch größer (Tabelle 3).

Tabelle 3

	Element	Orlow	Watson	Scheid
4340	H γ	-	4050	3700
4101	H δ	3260	4150	3500
3970	H ϵ	3370	-	3285
3889	H 8	3460	-	3385
3835	H 9	2940	-	3095
3797	H 10	3330	-	2875
3770	H 11	2500	-	2475
3750	H 12	1950	-	1885
3734	H 13	1170	-	1310
3721	H 14	740	-	800
3711	H 15	400	-	475
4471	He I	-	1245	1225
4387	He I	-	800	750
4143	He I	509	770	640
4026	He I	1120	1390	1025
4009	He I	530	-	505
3819	He I	930	-	875

Watson berichtet, daß Pagels Äquivalentbreiten von H γ in τ^1 Lup, α Lup und β Cru systematisch kleiner sind als seine eigenen Meßwerte, so daß apparaturbedingte Unterschiede nicht ganz auszuschließen sind. Es bleibt doch noch die Möglichkeit offen, daß sich diese Linien in einem Zeitintervall von mehreren Perioden ändern. Daher scheint uns eine langandauernde, routinemäßige Überwachung des Sternes angebracht.

In Anbetracht dieser Ergebnisse werden wir ein einziges Modell zur Darstellung der Sternatmosphäre benötigen, zumal die Temperatur- und Dichteänderungen innerhalb eines Zyklus so klein sind, daß sie ohnehin durch die Technik der Feinanalyse nicht nachgewiesen werden können.

3. Methodik der Feinanalyse

3.1. Theoretische Grundlagen

In der vorliegenden Arbeit haben wir die Sternatmosphärenmodelle von Kurucz, Peytremann und Avrett (KPA) (1970) verwendet, in denen das line blanketing mit berücksichtigt wird. Dabei wird vorausgesetzt:

- a. Planparallelität der Atmosphäre. Diese Annahme ist bei B2 IV Sternen noch berechtigt.
- b. Strahlungsgleichgewicht, das heißt, die Konvektion wird nicht berücksichtigt.
- c. Isotrope Atmosphäre. Es werden also weder die Rotation des Sternes noch eventuelle Magnetfelder berücksichtigt.
- d. Lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE). Diese Voraussetzung ist hier gerade noch erfüllt. Die durch Abweichungen von LTE hervorgerufenen Effekte sind noch zu vernachlässigen, wie die Arbeiten von Mihalas und Auer (1972) zeigen.
- e. Hydrostatisches Gleichgewicht. Diese Annahme ist in unserem Fall nicht mehr vertretbar, da wir es mit einem pulsierenden Stern zu tun haben. Diesem Zustand wird später teilweise Rechnung getragen.

Die Nichterfüllung der letzten Voraussetzung wird den Temperaturverlauf in der Atmosphäre wenig beeinflussen, so daß die Bestimmung der Temperaturschichtung durch Interpolation in den Tabellen von KPA erfolgte.

3.1.1. Druckschichtung

Die Bedingung des hydrostatischen Gleichgewichts ist andererseits von Bedeutung für die Berechnung der Druckschichtung. Unter der Annahme von Planparallelität und vertikaler Bewegung erhält man aus den zeitunabhängigen Euler'schen und Kontinuitätsgleichungen folgende quasi-hydrostatische Gleichung (Groth, 1972)

$$\frac{dP(\bar{\tau})}{d\bar{\tau}} = \frac{g}{\kappa} - \frac{\sigma T_{\text{eff}}^4}{c} - \frac{d}{d\bar{\tau}} \left[\frac{P(\bar{\tau}) \mu(\bar{\tau})}{2 R T(\bar{\tau})} \cdot (\xi^2(\bar{\tau}) + 2V_P^2) \right]$$

mit den Definitionen

$\bar{\tau}$	Rosseland'sche optische Tiefe
P	Gasdruck
g	Schwerebeschleunigung
T_{eff}	Effektivtemperatur
κ	Opazitätskoeffizient
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante
c	Lichtgeschwindigkeit
μ	Effektives Atomgewicht
R	Gaskonstante
ξ	Mikroturbulenz
V_P	Pulsationsgeschwindigkeit

Die Einführung der Pulsationsgeschwindigkeit und der Mikroturbulenz in der obigen Gleichung des mechanischen Gleichgewichts wird Änderungen des Ionisierungszustandes der Atmosphäre hervorrufen. Die Integration dieser Differentialgleichung liefert uns dann die gewünschte Druckschichtung.

3.1.2. Linienabsorptionskoeffizient

3.1.2.1. Metalllinien

Für die Metalllinien kann man den Absorptionskoeffizienten folgendermaßen beschreiben:

$$\kappa_v = D(\bar{\tau}) \varnothing(\Delta\lambda, \bar{\tau})$$

wobei $D(\bar{\tau})$ vom Ionisationszustand der Atmosphäre und von atomaren Größen abhängig ist. Das Profil $\varnothing(\Delta\lambda, \bar{\tau})$ wird durch die Voigtfunktion $H(\alpha, v)$ wiedergegeben mit $\alpha = \gamma/2\Delta\omega_D$ und $v = (\Delta\lambda + \lambda V_p/c) / \Delta\lambda_D$ wobei die Dopplerbreiten $\Delta\omega_D$ und $\Delta\lambda_D$ folgendermaßen definiert sind:

$$\frac{\Delta\omega_D}{\omega} = \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2RT(\bar{\tau})}{\mu(\bar{\tau})} + \xi^2(\bar{\tau})}$$

Die Dämpfungskonstante γ setzt sich zusammen aus drei Beiträgen, nämlich aus der Strahlungsdämpfung (γ_{Str}), der Dämpfung durch Stöße mit Elektronen und Ionen (γ_4) und der van der Waals-Dämpfung (γ_6), die durch Stöße mit neutralen Teilchen ausgelöst wird.

Die van der Waals-Dämpfung ist hier zu vernachlässigen, da die meisten Atome schon ionisiert sind. Der Einfluß des quadratischen Starkeffekts ist klein, ist aber trotzdem berücksichtigt worden.

Kodaira und Scholz (1970) geben theoretische Werte der Strahlungsdämpfung für mehrere Linien an. Es stellte sich aber heraus, daß keine nennenswerten Änderungen in den Äquivalentbreiten auftreten, wenn man stattdessen die klassischen Werte

$$\gamma_{kl} = \frac{8\pi^2 e^2}{3m_e c \lambda^2} = 2.223 \times 10^{15} \lambda^{-2} (\lambda \text{ in } \text{\AA})$$

hernimmt.

3.1.2.2. Wasserstofflinien

Für die Linien H_γ und H_δ haben wir das von KPA veröffentlichte Profilnetz benutzt, wobei die Linien nach Griem (1967) berechnet werden. Die höheren Glieder der Balmerreihe wurden mittels der Verbreiterungstheorie von Griem (1962) mit der Korrektur von Traving (s. Baschek et al., 1966) berechnet.

3.1.2.3. Heliumlinien

Bei den isolierten Heliumlinien $\lambda\lambda 4713, 4437, 4168, 4120, 3964$ und 3867 haben wir die Verbreiterungstheorie von Griem (1962) verwendet. O'Mara und Simpson (1971) zeigen, daß es in der Praxis keinen Unterschied macht, ob die Ionen in der quasistatischen oder in der Stoßdämpfungsannäherung behandelt werden. Wir haben die letztere bevorzugt, weil sich dadurch die Profile durch Voigtfunktionen beschreiben lassen. Die Stark'schen Verschiebungen sind zu vernachlässigen. Die Stark'schen Breiten haben wir aus Griem (1962) und Griem (1974) entnommen.

Für die Heliumlinien $\lambda\lambda 4471, 4387, 4143, 4026, 4009, 3926$ und 3819 , die mit verbotenen Komponenten überlagert sind, haben die Verbreiterungstheorien von Griem (1968) und Gieske und Griem (1968) Verwendung gefunden. Die Opazitätskoeffizienten der Linien $\lambda\lambda 4471$ und 4026 wurden aus den Tabellen der oben genannten Arbeiten interpoliert. An der Oberfläche ist der Elektronendruck kleiner als in diesen Tabellen angegeben. Es wurden daher die von Griem vorgeschlagenen asymptotischen Formeln verwendet.

Außer H_γ und H_δ wurden alle anderen Linien durch das Algolprogramm von Baschek et al. (BHT) (1966), in das eine Prozedur zur Berechnung der Heliumlinien von uns eingebaut wurde, ausgewertet. Das Programm ermöglicht uns die Berechnung der Elementhäufigkeiten, Äquivalentbreiten, Linienprofile

und der Strahlungsströme. Ferner kann die mittlere optische Tiefe $\bar{\tau}_1$, in welcher der Hauptanteil der Linie entsteht, gemäß den Definitionen von Groth (1961) ermittelt werden.

3.2. Konstruktion der Modellatmosphären

3.2.1. Methoden zur Festlegung der atmosphärischen Parameter

Die von uns benutzten Sternatmosphärenmodelle sind durch fünf Parameter gekennzeichnet, nämlich durch die effektive Temperatur T_{eff} , die Schwerebeschleunigung g , die Elementhäufigkeit ϵ_{El} , die Mikroturbulenz ξ und die Pulsationsgeschwindigkeit V_p , die zu determinieren sind.

Aus früheren Angaben für $\log g$ haben wir als Ausgangsparameter die Werte 3.5, 3.6., 3.8 und 4.0 angenommen. Für die effektive Temperatur nahmen wir die Werte 20500, 22500, 23500, 25000 und 30000 K an. Damit konnte ein Netz von 20 Modellen hergestellt werden, innerhalb dessen die endgültigen Parameter liegen sollten. Die Mikroturbulenz wurde zunächst gleich 4 km/s konstant gehalten. Aus den Radialgeschwindigkeitsmessungen konnte keine Tiefenabhängigkeit der Pulsationsgeschwindigkeit festgestellt werden, so daß ein konstanter Wert für V_p festgesetzt wird und zwar 4 km/s.

Mit diesen Modellen war es uns nun möglich, Beziehungen zwischen Temperatur und Schwerebeschleunigung abzuleiten, indem wir die Anpassung folgender gemessener Größen voraussetzten:

- a. Die Äquivalentbreiten der Wasserstofflinien
 H_γ und H_δ
- b. Die Intensität des Balmersprungs
- c. Die Äquivalentbreite der Heliumlinien $\lambda\lambda$ 4471
und 4026
- d. Der Farbenindex $B - V$

Außerdem muß die Häufigkeit eines Elementes, das in verschiedenen Ionisationsstufen auftritt, unabhängig von der Ionisationsstufe sein (Ionisationsgleichgewicht). Die einzigen Elemente, die durch mehrere Ionisationsstufen vertreten sind, waren C, Si und S. Die Anzahl der Linien ist gering, so daß die aus ihnen abgeleitete $(\theta_{\text{eff}} - \log g)$ -Beziehung ungenau ist.

Ferner können wir durch die absolute visuelle Helligkeit eine weitere Beziehung zwischen diesen beiden Parametern wie folgt herstellen:

Die bolometrische absolute Helligkeit M_b ist definitionsgemäß

$$M_b = -2.5 \log \frac{L}{4\pi d^2} = -2.5 \log \frac{\sigma R^2 T_{\text{eff}}^4}{d^2}$$

wobei d eine Entfernung von 10 Parsecs ist.

Sie ist mit der absoluten visuellen Helligkeit M_V durch die Beziehung $M_b = M_V - B.C.$ verknüpft.

Die bolometrische Korrektur B.C. in Abhängigkeit von der Temperatur wird von Code (1976) angegeben.

Es gilt zusätzlich

(der Index $\odot$ betrifft die entsprechenden Größen der Sonne)

$$\frac{R_*^2}{R_{\odot}^2} = \frac{g_{\odot} m_*}{g_* m_{\odot}}, \quad \text{so daß}$$

$$\log g = \log g_{\odot} + \log \frac{m}{m_{\odot}} + 4 \log \frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff}_{\odot}}} + 0.4 (M_b - M_{b_{\odot}})$$

zutrifft.

Unter Anwendung einer empirischen Masse-Leuchtkraft-Beziehung, z.B. Harris III (1963)

$$M_b = 4.6 - 10 \log \frac{m}{m_\odot}$$

ergibt sich

$$\log g = 0.3 M_b - 4 \log \theta_{\text{eff}} + C_0 \quad (1)$$

$$\text{mit } C_0 = \log g_\odot + 4 \log \theta_{\text{eff}\odot} - 0.40 M_{b\odot} + 0.46 = 2.78$$

$$\text{und } \theta_{\text{eff}} = \frac{5040}{T_{\text{eff}}}.$$

Zur Anwendung dieses Kriteriums muß man zunächst einmal M_V bestimmen. Die absolute visuelle Helligkeit kann einerseits mit der Äquivalentbreite der Wasserstofflinie H_γ und andererseits mit dem H_β - Index verbunden werden. Aus den bei mittleren Dispersionen gemessenen Äquivalentbreiten von H_γ in Verbindung mit den von verschiedenen Autoren vorgeschlagenen $M_V - H_\gamma$ - Beziehungen wurden die Helligkeiten in der Tabelle 4 errechnet. Sie sind durch γ gekennzeichnet.

Der angenommene β - Index für δ Ceti, nämlich 2.616, ist ein Mittelwert der Bestimmungen von Crawford (1963), Cameron (1966) und Shaw (1975) mit den der Anzahl der Messungen entsprechenden Gewichten 3,1,4. Anhand der Kalibrierungen von Fernie (1965), Graham (1967), Neckel und Klare (1967), Eggen (1974) und Crawford (1975) sind die in der Tabelle 4 durch β gekennzeichneten Werte ermittelt worden. Schließlich verfügen wir über eine Periode - Leuchtkraft - Farbe - Beziehung (P-L-C), die aus der Arbeit von Fernie (1965) stammt.

Tabelle 4

Autor	M_V	Mittelwert
Fernie (β)	-3.47	
Graham (β)	-3.77	
Neckel und Klare (β)	-4.09	-3.64 ± 0.26 (β)
Eggen (β)	-3.37	
Crawford (β)	-3.52	
Petrie (γ)	-2.90	
Buscomb (γ)	-4.00	
Sinnerstad (γ)	-3.50	-3.32 ± 0.44 (γ)
Schmalberger (γ)	-3.10	
Balona und Crampton (γ)	-3.10	
Fernie (P-L-C)	-3.66	

Die Helligkeit, welche man aus den verschiedenen β - Kalibrierungen ableitet, ist $0^m.32$ heller als jene aus den γ - Kalibrierungen entstammende Helligkeit.

Die Streuung bei den ersteren ist geringer, was die bekannte Tatsache widerspiegelt, daß der photometrische β -Index genauer zu messen ist, als die Äquivalentbreite von H_γ . In Anbetracht dessen wurde den β - Helligkeiten mehr Gewicht gegeben als den anderen, so daß wir eine mittlere Helligkeit $M_V = -3^m.58 \pm 0^m.30$ angenommen haben. Die bolometrische Korrektur beträgt nach der Code'schen Skala $2^m.51$, so daß $M_b = -6^m.09$.

Damit läßt sich Gleichung (1) folgendermaßen schreiben:

$$\log g = 0.956 - 4 \log \theta_{\text{eff}} \quad (2).$$

Die Messungen des Balmersprungs ergaben einen Wert $D = 0.118 \pm 0.020$ in guter Übereinstimmung mit Chalonge und Divan (1973)

$D_{CD} = 0.132$. Die theoretischen Werte des Balmersprungs wurden aus den KPA Modellen hergeleitet.

Aus $B-V = -0.21$ (Johnson et al., 1966) und unter Anwendung des Verfärbungsverfahrens von Moreno (1979) erhält man eine Eigenfarbe $(B-V)_0 = 0.254$ und den Farbenexzeß $E(B-V) = 0.04$. Diesem Farbindex entspricht eine effektive Temperatur von 25000 K in der empirischen Kalibrierung von Code et al. (1975).

Die auf diese Weise abgeleiteten Korrelationen wurden auf einem $(\theta_{\text{eff}}, \log g)$ -Diagramm (Abb. 2a) aufgetragen, wobei die Breiten der Streifen den experimentellen Meßfehlern entsprechen. Die gestreifte Fläche auf der Abbildung ist diejenige Fläche, welche die gesamten Kriterien befriedigt, und die Koordinaten ihres Schwerpunktes geben uns die endgültigen Werte der effektiven Temperatur und der Schwerebeschleunigung, und zwar

$$T_{\text{eff}} = 25000 \text{ K} \pm 1500 \text{ K}$$

$$\log g = 3.70 \pm 0.20$$

Watson erhielt dagegen $T_{\text{eff}} = 20600 \text{ K}$ und $\log g = 3.81$. Die Diskrepanz wird in erster Linie durch die unterschiedlichen Profile der Wasserstofflinien verursacht. Hinzu kommt die Tatsache, daß die von ihm verwendeten atmosphärischen Modelle von Morton und Mitarbeitern eine kleinere effektive Temperatur liefern als die KPA Modelle. Obwohl in den Morton'schen Modellen weniger absorbierende Spektrallinien berücksichtigt werden als bei KPA, haben sie trotzdem einen größeren blanketing, weil viel höhere Dämpfungskonstanten angenommen wurden.

3.2.2. Nicht-LTE-Effekte

Sternatmosphären sind Gebiete mit hoher Temperatur kleiner Dichte. Die Materie besteht aus Atomen, Ionen und freien Elektronen und bei kühleren Sternen sind auch Moleküle vorhanden. Wegen der geringen Dichte verhält sich die Materie als ein ideales Gas. Der Gaszustand wird vollständig beschrieben, wenn die Teilchenverteilung in allen zur Verfügung stehenden gebundenen und freien Energiezuständen bekannt ist.

Neben dem Gas findet man ein Strahlungsfeld, das mit der Materie durch Anregung und Photoionisation, bzw. durch ihre umgekehrten Prozesse wechselwirkt. Um das Strahlungsfeld ermitteln zu können, müssen die Emissions- und Absorptionskoeffizienten des Gases bei jedem Punkt in der Atmosphäre bekannt sein. Diese Koeffizienten sind makroskopische Parameter, die von den Einzelheiten der mikroskopischen Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Materie abhängen und auf diese Weise von der Anzahl der Atome, die Energie in einer bestimmten Frequenz absorbieren und ausstrahlen können. Das heißt, die Teilchenverteilung beeinflusst das Strahlungsfeld und umgekehrt.

Die LTE-Modelle setzen voraus, daß die Materie nicht mit der Strahlung gekoppelt ist, so daß die Gleichgewichtsbeziehungen der statistischen Mechanik und Thermodynamik anwendbar sind. In diesem Fall wird die Teilchenverteilung durch die bekannten Boltzmann- und Saha-Gleichungen gegeben.

Die Nicht-LTE-Modelle versuchen ihrerseits, die Strahlungsströmungsgleichung und die Gleichungen des statistischen Gleichgewichts simultan zu lösen.

Der Haupteinwand gegen die Nicht-LTE-Modelle beruht auf der Tatsache, daß die Effekte des line blanketings, insbesondere

im UV-Bereich, nicht berücksichtigt werden. Der Versuch, das line blanketing in LTE mit einzurechnen, ist nicht zweckmäßig, weil die Kopplung der Linien von Wasserstoff und Helium in der Strömungsgleichung der Strahlung sehr empfindlich zu dem Linienentstehungsprozeß ist. Ein solches Verfahren würde die Temperaturschichtung an der Oberfläche stark verzerren. Eine Annäherung, in der die Wasserstoff- und Heliumlinien in Nicht-LTE- die Linien anderer Elemente in LTE gerechnet werden, liegt im Rahmen des Realisierbaren, ist aber noch nicht durchgeführt worden.

Wir haben mit dem Nicht-LTE-Modellnetz von Mihalas und Auer (1971) ein ($\Theta_{\text{eff}} - \log g$)-Diagramm konstruiert (Abb. 2b), das aus der Anwendung der zwei ersten Kriterien vom Abschnitt 3.2.1. und der Gleichung (2) entsteht. Es ergab sich eine effektive Temperatur von 25200 K und eine Schwerebeschleunigung $\log g = 3.60$, die innerhalb unserer Bestimmungsgenauigkeit mit den LTE-Parametern übereinstimmt.

Nach Mihalas und Auer (1972) sind die Abweichungen von LTE in diesem Temperaturbereich noch nicht von großer Bedeutung bei der Berechnung der Linienprofile und Äquivalentbreiten, so daß wir es für berechtigt halten, die LTE-Modelle als Grundlage der Feinanalyse zu befürworten.

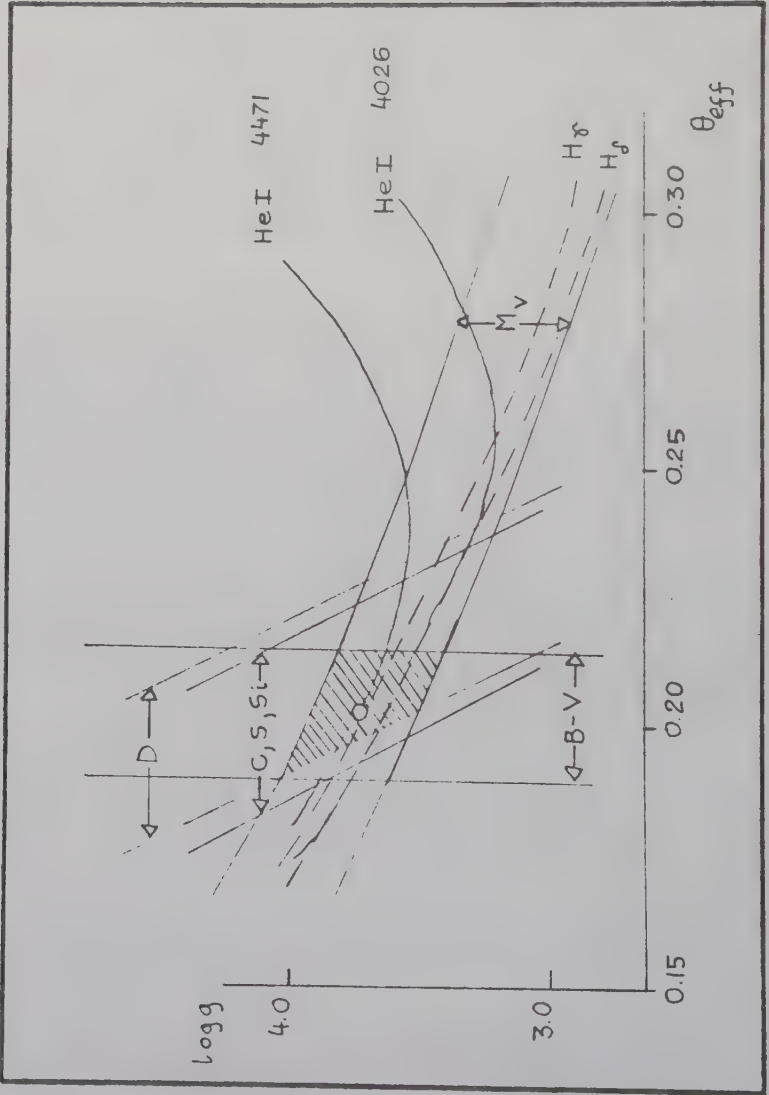


Abb. 2a: LTE - (θ_{eff} - $\log g$) - Diagramm

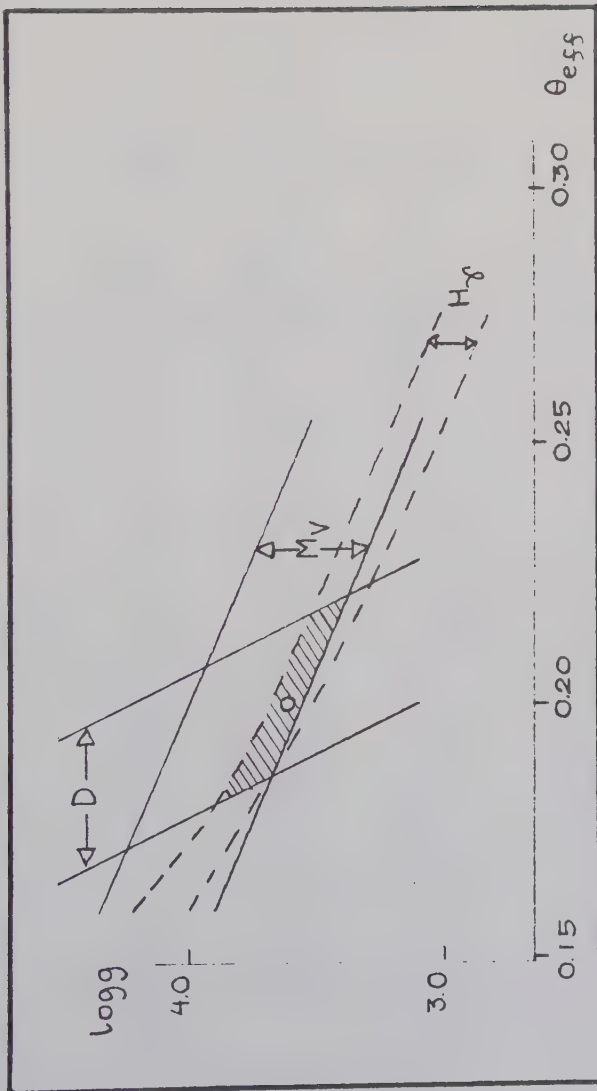


Abb. 2b: Nicht-LTE- ($\theta_{\text{eff}} - \log g$) - Diagramm

4. Ergebnisse der Feinanalyse

4.1. Mikroturbulenz und Elementhäufigkeit

Nach der Bestimmung der Temperatur und Schwerebeschleunigung wurden zunächst mit einer konstanten Mikroturbulenz $\xi = 4$ km/s die Elementhäufigkeiten berechnet. Es ergab sich, daß die Häufigkeiten für die in Oberflächennähe entstehenden Linien höher waren, als für die tiefer entstehenden Linien derselben Elemente, was auf eine Schichtung der Mikroturbulenz hindeutet. Mit einer nach außen zunehmenden Mikroturbulenz wurde dann das endgültige Modell konstruiert (Tabelle 5).

Tabelle 5

T_{eff} $\log g$
25000 K 3.70

TAU	THETA	TEMP	LOG P_e	LOG P_g	ξ
0.00 E 0	0.3426	14711	-1.211	-0.910	6.0
1.00 E-4	0.3300	15273	-0.218	0.083	6.0
2.00 E-4	0.3241	15551	0.078	0.378	6.0
6.00 E-4	0.3153	15985	0.540	0.841	6.0
1.00 E-3	0.3120	16154	0.751	1.051	6.0
2.00 E-3	0.3093	16295	1.028	1.329	6.0
3.00 E-3	0.3052	16514	1.187	1.488	6.0
6.50 E-3	0.2978	16924	1.481	1.782	6.0
1.00 E-2	0.2926	17225	1.640	1.941	6.0
2.00 E-2	0.2833	17790	1.889	2.190	6.0
3.00 E-2	0.2775	18162	2.031	2.332	6.0
5.00 E-2	0.2697	18687	2.206	2.507	6.0
7.00 E-2	0.2637	19113	2.321	2.621	5.5
8.50 E-2	0.2599	19392	2.387	2.688	5.0

Tabelle 5

(Forts.)

TAU	THETA	TEMP	LOG P _e	LOG P _g	ξ
1.00 E-1	0.2564	19657	2.442	2.743	4.5
1.20 E-1	0.2523	19976	2.504	2.805	4.0
1.40 E-1	0.2486	20274	2.557	2.859	3.5
1.70 E-1	0.2436	20690	2.625	2.926	3.0
2.00 E-1	0.2391	21079	2.682	2.983	2.5
2.50 E-1	0.2326	21668	2.761	3.062	2.0
3.00 E-1	0.2270	22203	2.826	3.127	2.0
4.00 E-1	0.2178	23140	2.930	3.231	2.0
5.00 E-1	0.2104	23954	3.010	3.311	2.0
7.50 E-1	0.1969	25597	3.155	3.456	2.0
1.00 E 0	0.1873	26909	3.255	3.555	2.0
1.50 E 0	0.1740	28966	3.392	3.692	2.0
2.00 E 0	0.1648	30583	3.488	3.787	2.0
4.00 E 0	0.1437	35073	3.723	4.018	2.0
6.00 E 0	0.1318	38240	3.864	4.153	2.0
9.00 E 0	0.1207	41756	4.005	4.288	2.0
1.20 E 1	0.1130	44602	4.105	4.384	2.0
1.60 E 1	0.1059	47592	4.209	4.485	2.0
2.00 E 1	0.1006	50099	4.293	4.568	2.0
3.00 E 1	0.0912	55263	4.464	4.738	2.0
4.00 E 1	0.0853	59086	4.600	4.874	2.0
5.00 E 1	0.0807	62454	4.712	4.986	2.0
6.00 E 1	0.0770	65455	4.806	5.080	2.0

Bei den Stickstofflinien ist noch eine leichte Tiefenabhängigkeit der Häufigkeit übriggeblieben, was zum Teil Abweichungen vom LTE an der Oberfläche zuzuschreiben ist. Tabelle 6 enthält die auf $\log \epsilon_H = 12$ bezogenen Häufigkeiten sowie die Anzahl der benutzten Linien.

Das Ionisierungsgleichgewicht ist bei Silizium und Kohlenstoff erreicht worden. Das Resultat bei Schwefel ist wegen

der sehr geringen Anzahl der Linien nicht schlüssig. In Tabelle 7 werden unsere Ergebnisse mit den Feinanalysen von Watson und den Mittelwerten von Hardorp und Scholz (1970), Kodaira und Scholz (1970), Peters und Aller (1970) und schließlich mit der Elementhäufigkeit der Sonne nach Lambert et al. (1968) verglichen.

Tabelle 6

Element	Linienanzahl	log ϵ
He I	13	11.00
C II	4	7.81
C III	3	8.13
N II	10	8.02
O II	20	8.34
Mg II	1	7.58
Al III	2	6.08
Si II	2	7.42
Si III	4	7.50
Si IV	2	7.46
S II	1 (Blend)	7.10 :
S III	3	6.84
Ca II	1	6.68

Tabelle 7

Element	Fein- analyse	Fein- analyse (Watson)	Mittel- wert β Cephei (Watson)	Mittel B Sterne	Sonne (Lambert)
He	11.00	10.95	10.93	10.95	--
C	8.00	8.60	8.45	8.38	8.55
N	8.02	8.45	8.10	8.08	7.93
O	8.34	8.75	8.75	8.73	8.77
Mg	7.58	7.75	7.55	7.45	7.48
Al	6.08	6.60	6.50	6.24	6.40
Si	7.47	7.35	7.75	7.48	7.55
S	6.91	7.25	7.10	7.20	7.21
Ca	6.68	--	--	6.30	6.33

Die angebliche Unterhäufigkeit an Kohlenstoff und Sauerstoff ist auch von Kodaira und Scholz bzw. Hardorp und Scholz bei den Analysen der Sterne ι Her, η Hya, HD 58343 und τ Sco gefunden worden, dennoch scheint sie nicht reell zu sein. Das Verhältnis C/O ist durchaus normal:

$$\left[\begin{array}{c} C \\ - \\ O \end{array} \right]_{\delta \text{ Ceti}} = - 0.34 \quad \left[\begin{array}{c} C \\ - \\ O \end{array} \right]_{B \text{ Sterne}} = - 0.35 \quad \left[\begin{array}{c} C \\ - \\ O \end{array} \right]_{\text{Sonne}} = - 0.22$$

Man darf also δ Ceti, was seine Elementhäufigkeit angeht, in die Reihe der normalen Population I-Sterne einordnen.

4.2. Kontinuierliche Energieverteilung

Verschiedene vom Boden aus durchgeführte Beobachtungen der kontinuierlichen Energieverteilung sind in Abbildung 3 miteinander verglichen. Die monochromatischen Helligkeiten sind mittels der von Code (1976) angegebenen Extinktionskurve für die interstellare Rötung korrigiert worden.

Die Absorption durch die Linien ist in den Modellen beim Kontinuumsfluß schon berücksichtigt worden, so daß sich die Korrektur für line blocking erübrigt. Das angenommene theoretische Modell stimmt am besten mit den Ergebnissen von Oke, Schild und Peterson (1961) überein. Watson bezieht seine Beobachtung auf die Kalibrierung für Vega von Hayes und Latham (1975). Seine Beobachtungen in das System von Oke, Schild und Petersen (OSP) transformiert, differieren kaum von diesen. Die Anwendung der neueren Kalibrierung von Hayes und Latham würde zu einer kleineren effektiven Temperatur führen ($T_{\text{eff}} = 23500 \text{ K}$, Underhill, 1979), was die Anpassung der Wasserstofflinienprofile verschlechterte. Aufgrund dessen haben wir uns dann für die OSP-Kalibrierung entschieden.

Die Abbildung 4a zeigt die Messungen der kontinuierlichen Energieverteilung im UV-Bereich, die an Bord der Satelliten OAO-2 (Code und Meade, 1976) und TD 1 (Jamar et al., 1976) durchgeführt worden sind. Hier ist die Anpassung des theoretischen Modells an die Beobachtung wesentlich schlechter. Das liegt vorwiegend daran, daß wegen geringer Auflösung in Wellenlänge und Temperatur die Opazitäten während der Interpolationen unterschätzt werden.

Die neueren Modelle von Kurucz (1978) haben diesen Mangel behoben und zeigen eine bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungen, wie die Abbildung 4b zeigt.

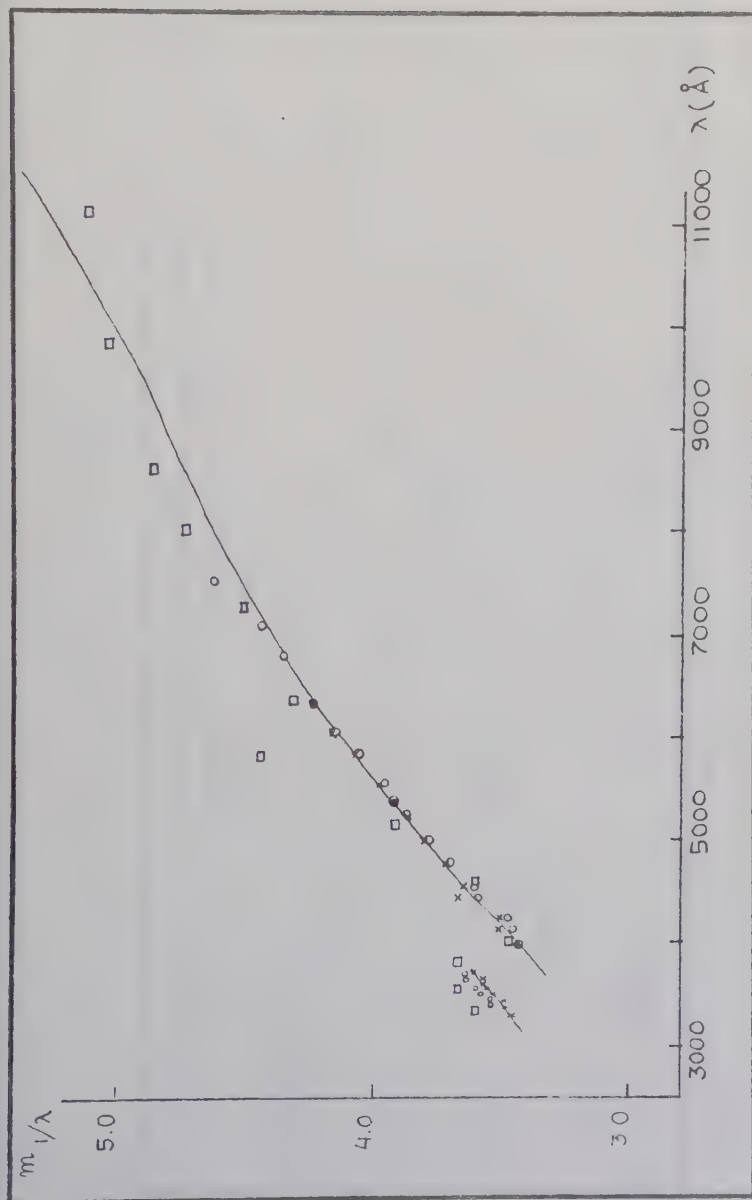


Abb. 3: Kontinuierliche Energieverteilung.

x Oke, Schild und Peterson

o Watson

□ Johnson

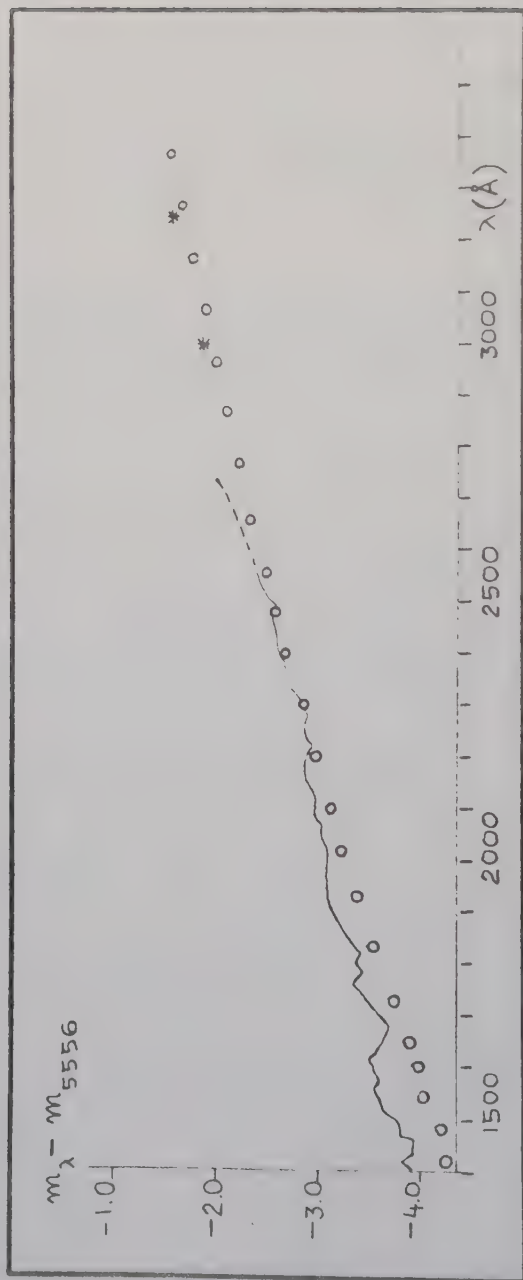


Abb. 4a: Kontinuierliche Energieverteilung im UV. o Theoretische Energieverteilung (KPA)

- TD-1

* OAO-2

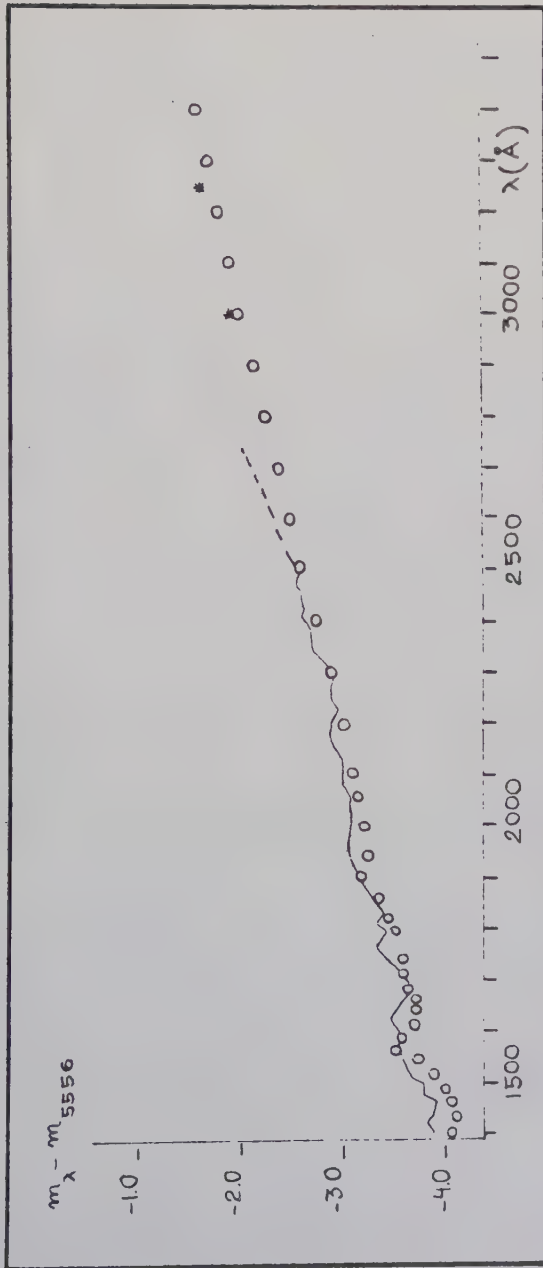


Abb. 4b: Kontinuierliche Energieverteilung. o Theoretische Energieverteilung (Kurucz)
- TD-1
* OAO-2

Die theoretischen Farbenindizes B-V und U-V stimmen nicht mit den beobachteten überein:

$$(B-V)_{th} = -0.30$$

$$(B-V)_O = -0.25$$

$$(U-B)_{th} = -1.04$$

$$(U-B)_O = -0.90$$

Das beruht hauptsächlich auf der Tatsache, daß die synthetischen Farben unter Anwendung der Kalibrierung von Matthews und Sandage (1963) hergeleitet wurden, welche die Farbenindizes vom Stern Wega nicht wiedergibt. Buser (1978) hat die Transmissionen der UBV-Filter empirisch geändert und findet damit eine bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Die Modelle von Kurucz, die sich wenig von den KPA Modellen unterscheiden, sind in gutem Einklang mit den beobachteten Farben.

$$(B-V)_{Kurucz} = -0.256$$

$$(U-B)_{Kurucz} = -0.95$$

4.3. Linienpektrum

Die Abbildungen 5 und 6 zeigen die gerechneten und gemessenen Profile der Wasserstofflinien H_{γ} und H_{δ} .

Es werden außerdem zwecks Vergleichs die Messungen von Watson aufgetragen. Wir können den Unterschied zwischen beiden Beobachtungen nicht erklären. Die unterschiedlichen Spektrographen sollten nicht allzu differierende Profile und Äquivalentbreiten liefern, so daß zeitliche Änderungen nicht auszuschließen sind. Weitere Beobachtungen sind notwendig, um diesen Punkt zu klären.

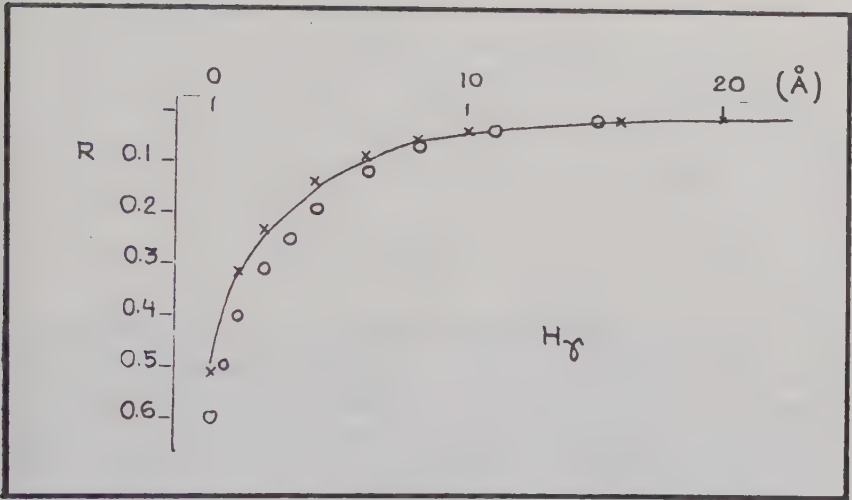


Abb. 5: Profil der Wasserstofflinie H_γ .

o Watson
x diese Arbeit
- theoretisches Profil (KPA)

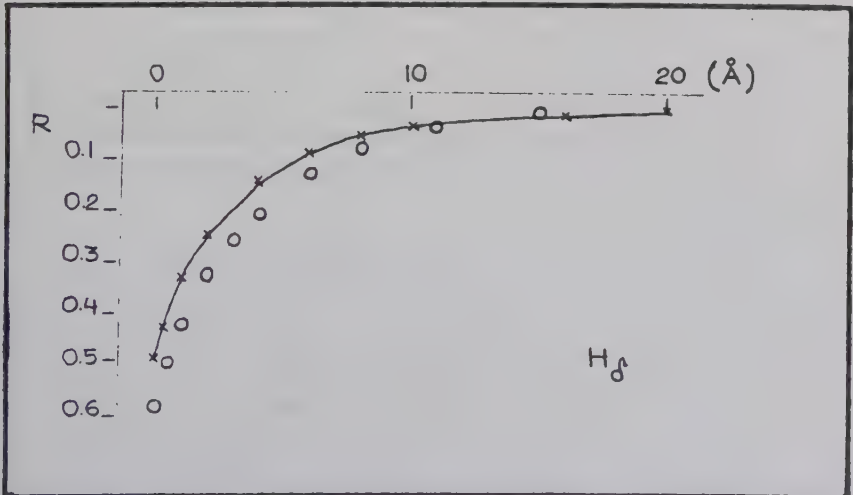


Abb. 6: Profil der Wasserstofflinie H_δ . Symbole wie Abb. 5

Abbildungen 7 bis 12 zeigen die Heliumlinien $\lambda\lambda 4713, 4471, 4387, 4026, 4009$ und 3964 . Die Linien Si III $\lambda\lambda 4552$, C II $\lambda 4267$ und Mg II $\lambda 4481$ werden in der Abbildung 13 gezeigt.

Die theoretischen Profile wurden mit einem Gaußprofil

$$S(\Delta\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_{\text{App}}} \exp - (\Delta\lambda/\Delta\lambda_{\text{App}})^2$$

gefaltet, um die Verzerrung durch Spektrograph und Mikrophotometer zu berücksichtigen. Die Dopplerbreite $\Delta\lambda_{\text{App}}$ wurde durch Registrierung schwacher Eisenvergleichslinien bestimmt, indem die inneren Profilpunkte durch eine Gaußfunktion approximiert wurden. Es ergab sich die Breite $\Delta\lambda_{\text{App}} = 180 \text{ mÅ}$.

4.4. Leuchtkraft und Entfernung

Die für interstellare Rötung korrigierte Helligkeit $m_V = 3^{\text{m}}.96$ und die absolute visuelle Helligkeit $M_V = -3^{\text{m}}.58$ liefern eine Entfernung von 320 pc. Underhill (1979) erhält 270 pc, da die von ihr angenommene absolute visuelle Helligkeit (basierend auf dem von Cameron gemessenen β - Index) $0^{\text{m}}.42$ schwächer ist als die von uns angenommene Helligkeit.

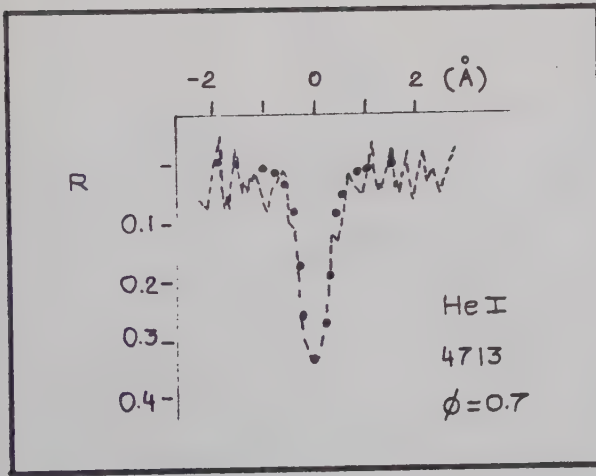
Aus $M_b = -6.09$ und $M_{b_\odot} = 4.72$ und $L_\odot = 3.80 \times 10^{33} \text{ erg/s}$ erhält man

$$L = 8.01 \times 10^{37} \text{ erg/s} \quad \text{oder} \quad \log L/L_\odot = 4.32$$

Symbole für Abb. 7 bis 13:

- gemessenes Profil
- theoretisches Profil (KPA)

Abb. 7



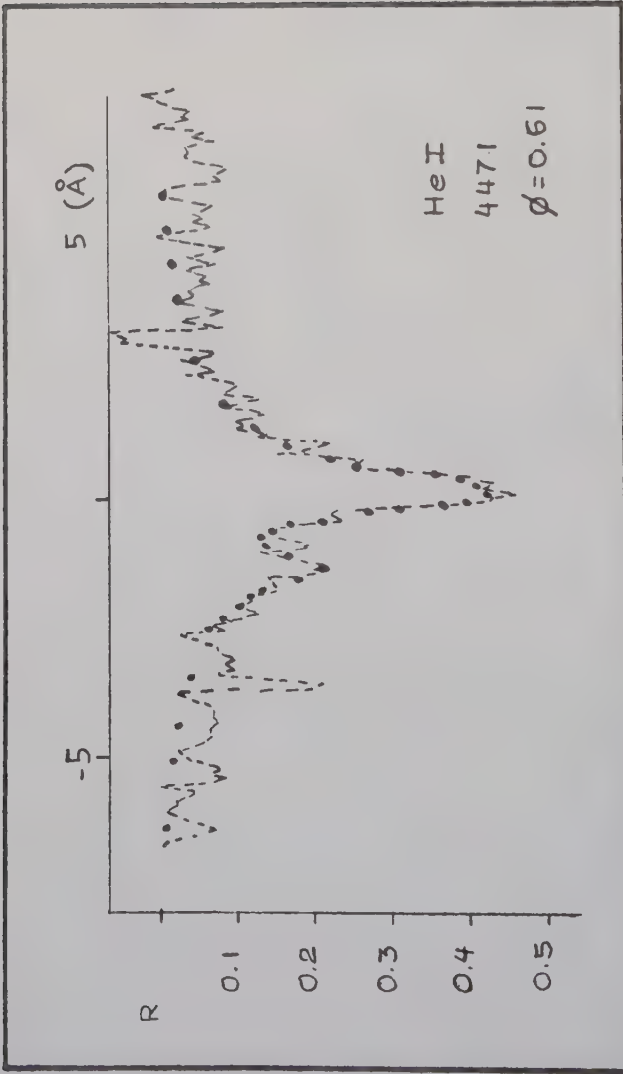


Abb. 8

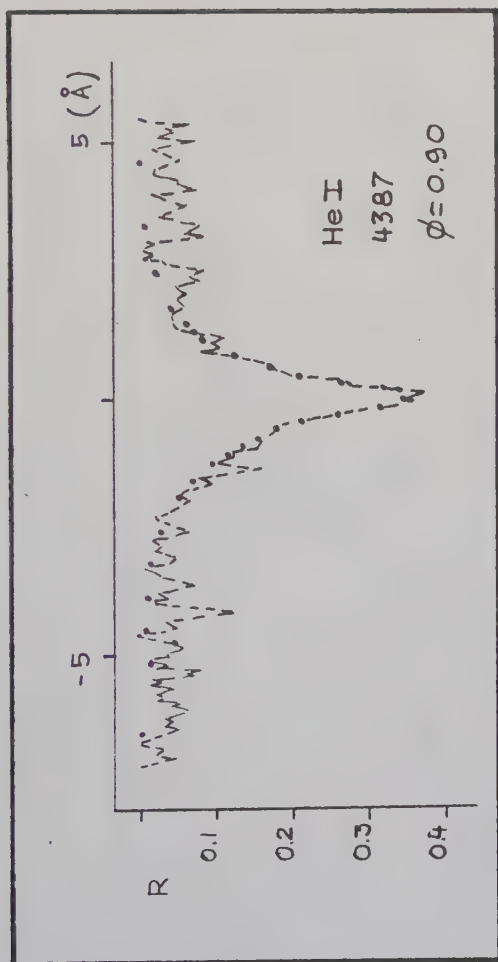


Abb. 9

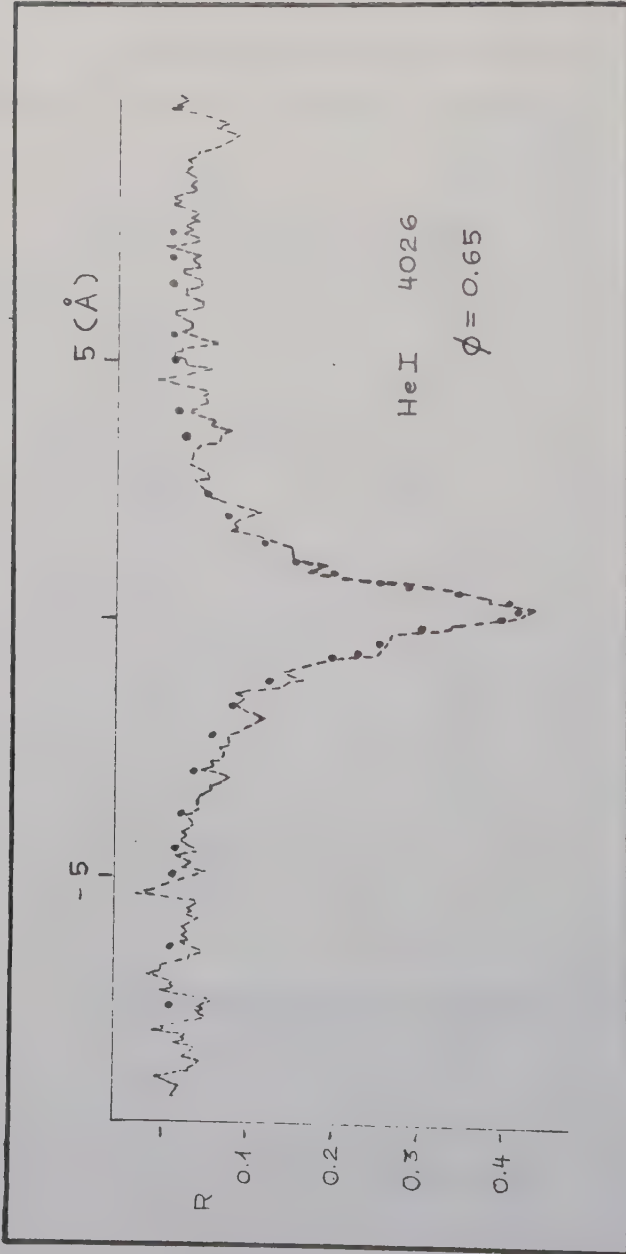


Abb. 10

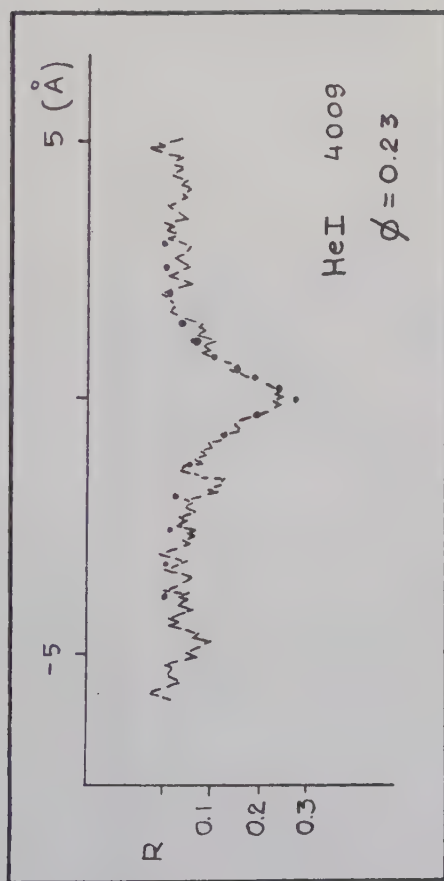


Abb. 11

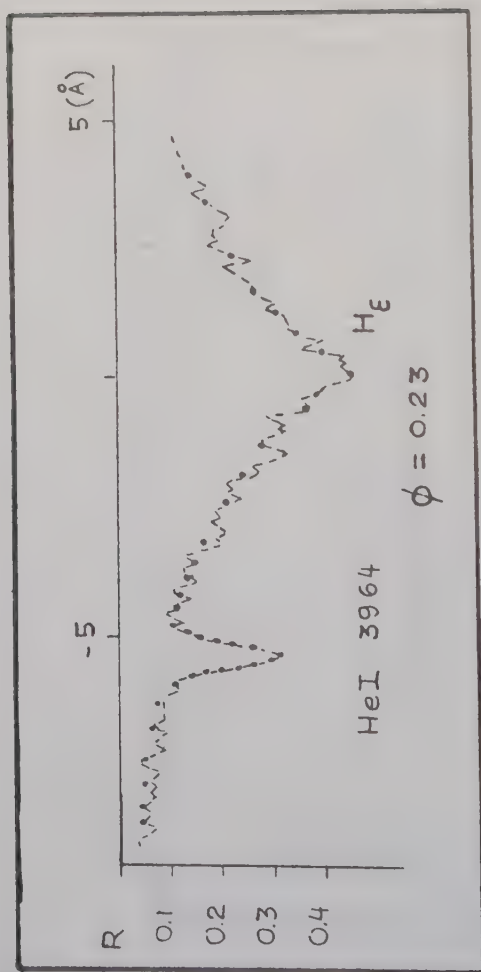


Abb. 12

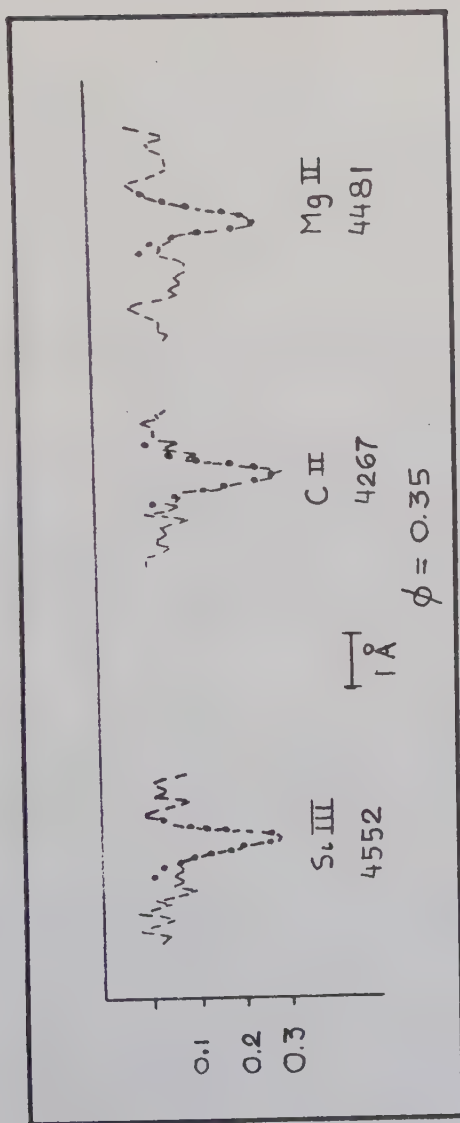


Abb. 13

4.5. Radius

Das Leuchtkraftverhältnis

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^2 \frac{T_{\text{eff}}^4}{T_{\text{eff}\odot}^4}$$

in Verbindung mit der effektiven Temperatur der Sonne ergibt für den Radius $R = (7.8 \pm 2.0) R_{\odot}$.

Der scheinbare Radius $\theta \sim \frac{R}{D}$ beträgt also

$$\theta = (0''.114 \pm 0''.047) \times 10^{-3}.$$

Diese Größe kann auch durch die spektrophotometrischen Messungen und die Beziehung

$$f_{\lambda} = \theta^2 F_{\lambda}$$

ermittelt werden, wobei f_{λ} für den an der Erde gemessenen Fluß bei der Wellenlänge λ mit der Korrektur für interstellare Rötung und F_{λ} für den durch das Modell berechneten monochromatischen Fluß stehen. Gleichzeitig wird damit die Güte unseres Modells geprüft.

Tabelle 8 gibt die auf diese Weise ermittelten scheinbaren Radien für einige Wellenlängen. Der Mittelwert beträgt

$$(0''.112 \pm 0''.004) \times 10^{-3}$$

in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem oben genannten Ergebnis. Der daraus abgeleitete Radius lautet nun

$$R = (7.7 \pm 1.5) R_{\odot}$$

Tabelle 8

λ	f_{λ} (erg/s/cm ² /Å)	θ_{λ} (1" x 10 ³)
1380	3.70 x 10 ⁻⁹	0.101
1400	3.16	0.103
1480	3.09	0.107
1500	2.82	0.104
1600	2.29	0.101
1700	2.45	0.115
1800	2.00	0.112
1900	1.92	0.108
2000	1.51	0.113
2100	1.38	0.113
2200	1.35	0.116
2300	1.20	0.115
2400	1.00	0.111
2500	8.71 x 10 ⁻¹⁰	0.114
2740	5.75	0.106
3300	4.14	0.114
3390	3.63	0.112
3448	3.63	0.117
3509	3.38	0.116
3571	3.14	0.115
3636	3.05	0.113
3704	2.71	0.111
4032	2.73	0.113
4167	2.49	0.116
4255	2.36	0.114
4464	1.93	0.112
4566	1.82	0.113
4785	1.52	0.116
5000	1.30	0.115
5400	1.00	0.108
5556	8.80 x 10 ⁻¹¹	0.114
5840	7.39	0.113

Tabelle 8

(Forts.)

λ	f_{λ}^0 (erg/s/cm ² /Å)	θ_{λ} (1" x 10 ³)
6055	6.26×10^{-11}	0.112
6370	5.25	0.113
6800	4.21	0.114
7100	3.50	0.112
7500	2.91	0.115
8000	2.32	0.114
9831	1.15	0.116
11084	7.58×10^{-12}	0.117

4.6. Masse

Die Masse kann man durch das Gravitationsgesetz abschätzen

$$\log m = 2 \log R + \log g.$$

Daraus ergibt sich $m = 11 m_{\odot}$.

Aus verschiedenen Masse-Leuchtkraft-Beziehungen erhält man die Massen in der Tabelle 9.

Tabelle 9

Autor	Masse
Harris III (1963)	11.7
Cester (1965)	10.2
van de Kamp (1971)	10.9
Mc Clusky und Kondo (1972)	13.5
Heintze (1973)	15

In den theoretischen Entwicklungsdiagrammen von Iben (1964), Lesh und Aizenman (1974) und Stothers (1975) nimmt δ Ceti die Position von Sternen mit jeweils 12, 13 und 14 Sonnenmassen ein. Wir haben daher eine Masse von $12 \pm 1 m_{\odot}$ angenommen.

4.7. Pulsationskonstante

Die Pulsationskonstante Q wird durch

$$Q = P \sqrt{\bar{\rho}} / \bar{\rho}_0$$

definiert. Mit den ermittelten Werten für die Masse und den Radius errechnet man $Q = 0.026 \pm 0.007$.

Wir bestätigen also das Untersuchungsergebnis von Lesh und Aizenman (1964) : $Q = 0.027$.

4.8. Entwicklungsphasen

Die Abbildung 14 zeigt die Position von δ Ceti in dem von Watson (1971) angenommenen theoretischen Entwicklungsdiagramm. Wegen der Ungenauigkeit bei der Bestimmung von M_b kann man keine eindeutige Aussage über die Entwicklungsphase machen. Die sehr kleine Periodenänderung deutet jedoch auf die spätere Phase des Wasserstoffbrennens im Kern hin. In dieser Phase ist die Periodenänderung positiv und kleiner als 0.7 s/Jahrhundert. Während der zweiten Kontraktion ist sie negativ und ihr Betrag kann etwa in der Mitte dieser Phase Werte bis 10 s/Jahrhundert erreichen; anschließend nimmt der Betrag ab und die Periodenänderung wird beim Brennen des Wasserstoffes in der Schale wieder positiv und größer.

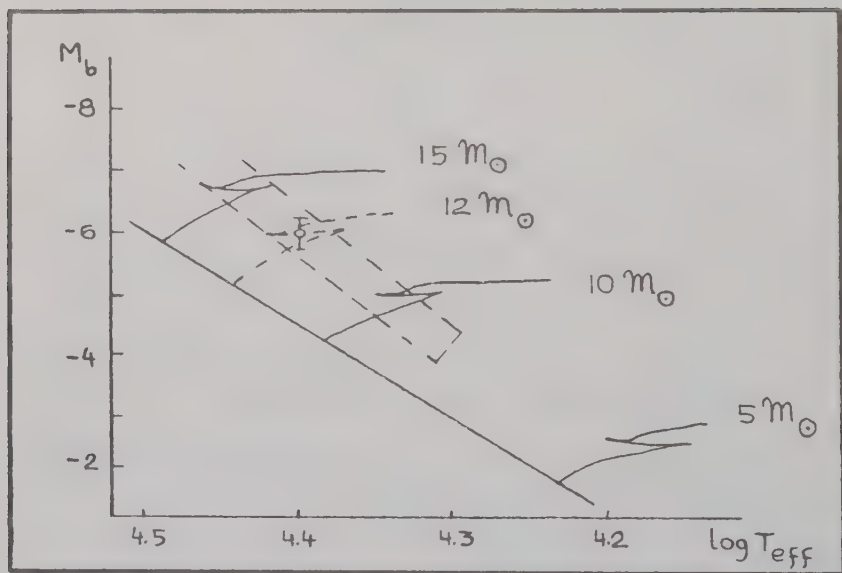


Abb. 14: Theoretisches Entwicklungsdiagramm

5. Die Natur der Pulsationen

Die Unterscheidung zwischen radialen und nicht-radialen Pulsationen fällt nicht leicht und setzt sehr genaue Messungen voraus. Die bei unserer Meßgenauigkeit beobachtete Konstanz der Spektrallinien und die Asymmetrie der Radialgeschwindigkeitskurve sprechen gegen nicht-radiale Pulsationen, bei denen die Änderung der Radialgeschwindigkeit durch eine Sinuskurve dargestellt werden kann. Bei nicht-radialen Pulsationen sind ferner Profiländerungen zu erwarten, es sei denn, man sieht den Stern "pol on". Dieses wäre hier übrigens der Fall, wenn es sich wirklich um nicht-radiale Pulsationen handelte (aus den Linien Si III $\lambda\lambda 4552, 4567$, C II 4267, N II 3995, O II 4630, He I 3964 erhält man nach dem Verfahren von Unsöld, 1968,

$$V_{\text{rot}} \sin i < 18 \text{ km/s}).$$

Die photometrischen Änderungen ermöglichen uns eine genauere Aussage über die Natur der Pulsationen. Die Arbeit von Buta und Smith (1979) zeigt, daß sich die Farbe bei nicht-radialen Pulsationen wenig ändert. Aus den UBV-Amplituden (Jerzykiewicz, 1967) erhält man folgende Amplitudenverhältnisse, die mit den theoretischen zu vergleichen sind.

$$\frac{\Delta(B-V)}{\Delta V} = 0 \pm 0.05 \qquad \frac{\Delta(U-B)}{\Delta V} = 0.64 \pm 0.09$$

5.1. Nicht-radiale Farbamplituden

Nach Buta und Smith kann die Helligkeitsänderung eines nicht-radialen Oszillators in erster Ordnung durch

$$(\Delta m)_{l,m} = \sum_{k=1}^3 B_k y_{l,m} (i, \phi_0) e^{i\sigma t} \quad (1)$$

beschrieben werden,

wobei

$$B_1 = -1.0857\epsilon \int_0^1 (\mu^2 - 1) \frac{dP_1(\mu)}{d\mu} \frac{dh_\lambda(\mu)}{d\mu} \mu d\mu = -1.0857\epsilon \alpha(\lambda)$$

$$B_2 = -1.0857\epsilon \int_0^1 [2\mu P_1(\mu) + (\mu^2 - 1) \frac{dP_1(\mu)}{d\mu}] h_\lambda(\mu) d\mu = -1.0857\epsilon \beta(\lambda)$$

$$B_3 = -1.0857\epsilon F_\lambda(1, \omega^2, T) \int_0^1 P_1(\mu) h_\lambda(\mu) d\mu = -1.0857\epsilon F_{\lambda\gamma}(\lambda)$$

$$\epsilon = \frac{\Delta R}{R}$$

$$h_\lambda(\mu) = \frac{g_\lambda(\mu)}{\int_0^1 g_\lambda(\mu) \mu d\mu}, \quad g_\lambda(\mu) \text{ ist der Mitte-Rand-Kontrast}$$

$$F_\lambda(1, \omega^2, T) = \frac{x e^x}{e^x - 1} \quad \frac{\Delta T}{T}$$

$$x = \frac{hc}{\lambda kT}$$

$$\frac{\Delta T}{T} = \nabla \frac{\Delta P}{P} \mp \nabla \left[\frac{1(1+1)}{\omega^2} - 4 - \omega^2 \right] \frac{\Delta R}{R} \quad (2)$$

$$\omega^2 = \frac{3\pi}{G\rho_\odot} Q^{-2}$$

Der Temperaturgradient $\nabla = \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}$ wird meistens durch den

adiabatischen Gradient $\nabla_{ad} = 1 - 1/\Gamma_2$ mit $\Gamma_2 = 4/3$ (für ein aus Strahlung bestehendes System gültig) oder $\Gamma_2 = 5/3$ (vollständig ionisierte einatomige Gase) ersetzt. In unserem Fall ist der lokale Temperaturgradient in der Atmosphäre gleich dem Strahlungsgradient, der kleiner ist als der Gradient in diesen beiden Grenzfällen. Aus der Tabelle 5 kann leicht errechnet werden, daß der Temperaturgradient an der Oberfläche nur 0.02 beträgt und nach innen zunimmt ($\nabla(\bar{\tau} > 1) = 0.22$). In den folgenden Abschätzungen der Änderungen des Kontinuums werden wir den Temperaturgradient und die Temperaturänderung bei der optischen Tiefe, die den Fluß kennzeichnet, anwenden. Die Bestimmung dieser "effektiven optischen Tiefe" beruht auf folgende Überlegung:

Der Fluß an der Oberfläche in der Frequenz ist bekannterweise

$$F_{\nu}(0) = 2 \int_0^{\infty} S_{\nu}(\tau_{\nu}) K_2(\tau_{\nu}) d\tau_{\nu}$$

mit
$$K_2(z) = \int_1^{\infty} \frac{e^{-\omega z}}{\omega^2} d\omega$$

Die Ergiebigkeit S_{ν} ist mit der Annahme von LTE und Vernachlässigung der Streuung gleich der Kirchhoff-Planck-Funktion

$$S_{\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} (\exp(h\nu/kT - 1))^{-1}.$$

Die Schicht $d\tau$ in der Atmosphäre liefert zum Fluß an der Oberfläche den Beitrag $2S_{\nu}(\tau_{\nu}) K_2(\tau_{\nu})$ und die effektive optische Tiefe ist diejenige Tiefe, deren Beitrag dem Fluß an der Oberfläche gleicht, d.h., es gilt folgende Beziehung

$$2S_{\nu}(\tau_{\nu_{eff}}) K_2(\tau_{\nu_{eff}}) = F_{\nu}(0)$$

Für die Wellenlänge $\lambda 5000$ ist die Funktion $\tau_{5000}(\bar{\tau})$ bekannt, so daß wir uns auf diese Wellenlänge beschränken werden.

In dem vorliegenden Fall haben wir $F_{\nu}(0) = 1.11 \times 10^{-3}$ erg/cm²/s/Hz:

$\bar{\tau}$	τ_{5000}	T	logPg	$2S_{\nu}(\tau_{\nu})K_2(\tau_{\nu})$
0.14	0.19	20274	2.859	1.19×10^{-3}
0.17	0.24	20690	2.926	1.11×10^{-3}
0.20	0.30	21079	2.983	1.02×10^{-3}

Bei der effektiven optischen Tiefe $\bar{\tau}_{\text{eff}} = 0.17$ beträgt der lokale Temperaturgradient 0.137.

Die relative Radiusänderung erhält man durch Integration der Radialgeschwindigkeitskurve unter Berücksichtigung des Parsonschen Faktors 1.32

$$\varepsilon = \frac{\Delta R}{R} = 0.008$$

Auf diese Weise bekommt man mit $l = 1,2$ für das Verhältnis $\Delta(U-B)/\Delta V$ jeweils 0.42 und 0.28, also nur 40 bis 60 % des beobachteten Wertes. Die höheren Moden liefern sehr geringe Amplituden, die in Widerspruch zu den Beobachtungen stehen.

5.2. Radiale Änderungen

$$\text{Aus } L_{\lambda} = 4\pi R^2 F_{\lambda}(T_{\text{eff}}, \text{Logg})$$

und ohne Berücksichtigung der sehr geringen Schwerebeschleunigungsänderung können wir schreiben

$$\Delta m_{\lambda} = 5 \log \frac{R_{\text{max}}}{R_{\text{min}}} + 2.5 \log \frac{F(T - \frac{\Delta T}{2}, \text{logg})}{F(T + \frac{\Delta T}{2}, \text{logg})} \quad (3)$$

Die Ableitungen $\frac{\partial F_{\lambda}}{\partial T}$ können wir direkt aus den Tabellen von KPA ermitteln. Diese Gleichung ist nicht anders als Gleichung (1) mit $l = 0$. Aus Gleichung (2) ergibt sich mit $l = 0$

$$\Delta T = 0.137 \times 23.3 \times 0.008 \times T(\bar{\tau}_{\text{eff}}) = 530 \text{ K.}$$

Bei den Wellenlängen $\lambda\lambda 3700, 4350, 5550$ (den effektiven Wellenlängen der UBV-Filter entsprechend) werden folgende Amplituden ermittelt:

$$\Delta U = 0.050$$

$$\Delta B = 0.030$$

$$\Delta V = 0.028$$

Das Verhältnis $\Delta(U-B)/\Delta V = 0.71$ steht in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung.

Wir können deshalb behaupten, daß die Pulsation beim Stern δ Ceti radial ist.

Burger und Beeckmanns (1977), Lesh (1976) und Watson (1971) geben uns die Amplituden der Änderungen bei 12 verschiedenen Wellenlängen; unter Anwendung der Gleichung (3) können wir die Temperaturänderung direkt aus diesen Beobachtungen ableiten (Tab. 10).

Es ergibt sich im Durchschnitt $T = 520 \text{ K} \pm 50 \text{ K}$.

Die Übereinstimmung mit der Theorie ist überraschend gut, darf aber nicht überbewertet werden. Die theoretische Temperaturamplitude hängt sehr stark von dem Temperaturgradient ab; mit dem adiabatischen Gradient $\nabla_{\text{ad}} = 0.20$ erhält man $\Delta T = 935 \text{ K}$.

Die Pulsationskonstante $Q = 0.026$ erlaubt uns in Anlehnung an die Arbeiten von Lesh und Aizenman (1974) und Davey (1973) die Pulsation in δ Ceti als die erste radiale Oberschwingung zu identifizieren.

Tabelle 10

	Amplitude	ΔT
1550	0.070	560
1950	0.070	540
2110	0.054	440
2350	0.070	560
2540	0.072	590
2740	0.060	525
3700 (u)	0.050	540
4100 (v)	0.025	460
4740 (b)	0.026	470

Die Frage nach der Ursache der Instabilität ist noch nicht geklärt worden. Alle theoretischen Versuche, Instabilitäten in den Modellen zu deuten, seien sie radialer oder nicht-radialer Art, sind noch nicht ausreichend.

Der neueste Vorschlag von Stellingwerf (1978), wonach radiale Instabilitäten durch einen, einem "Kappa-Mechanismus" ähnlichen Prozeß in der He^+ -Ionisationszone verursacht werden, trifft hier nicht zu, weil dieser Mechanismus keine Oberschwingungen erlaubt. Saio und Cox (1980) zeigen, daß der Prozeß keine nicht-radialen Pulsationen hervorrufen kann, zumindest nicht in den frühen Entwicklungsphasen.

LITERATURANGABEN

- Adams, T. und Morton, D., *Astrophys. J.* 152 (1968), 195
- Aller, L.H. und Jugaku, J., *Pub.Univ. Obs. Michigan* 9 (1969), 203
- Balona, L. und Crampton, D., *Month. N.R.A.S.* 172 (1974), 203
- Barwig, H.D., *Diplomarbeit Universitäts-Sternwarte München* (1968)
- Baschek, B., Holweger, H. und Traving, G., *Abhandlungen aus der Hamburger Sternwarte VIII* (1966)
- Burger, M. und Beeckmanns, F., *Astron. Astrophys.* 61 (1977), 815
- Buscombe, W., *Month. N.R.A.S.* 144 (1969), 31
- Buser, R., *Astron. Astrophys.* 61 (1977), 815
- Buta, R. J. und Smith, M. A., *Astrophys. J.* 232 (1979), 213
- Cameron, R.C., *Georgetown Obs. Monogr. Nr.* 21 (1966)
- Campos, A.J. und Smith, M.A., *Astrophys. J.* 238 (1980), 250
- Cester, B., *Mem. Soc. Astr. Italia* 36 (1965), 215
- Chalonge, D. und Divan, L., *Astron. Astrophys.* 23 (1973), 69
- Ciurla, T., *Acta Astronomica* 29 (1979), 537
- Code, A. und Meade, M.R., *Wisconsin Astrophysics Nr.* 30 (1976)
- Code, A., Davis, J., Bless, R. und Brown, R., *Astrophys. J.* 203, (1976), 417
- Crawford, D.L., *Astrophys. J.* 137 (1963), 524
- Crawford, D.L., *Astron. J.* 83 (1978), 48
- Crump, C.C., *Astrophys. J.* 79 (1934), 351
- Davey, W.R., *Astrophys. J.* 179 (1973), 235
- Eggen, O.J., *Publ. Astron. Soc. Pac.* 86 (1974), 241
- Fernie, J.D., *Astron. J.* 70 (1965), 575
- Astrophys. J.* 142 (1965), 1072
- Frost, E.B., und Adams, W.S., *Astrophys. J.* 17 (1903), 150
- Gieske, H. und Griem, H.R., *Astrophys. J.* 157 (1969), 963
- Graham, J.A., *Month. N.R.A.S.* 135 (1967), 377

- Griem, H.R., *Astrophys. J.* 136 (1962), 422
 Astrophys. J. 147 (1967), 1092
 Astrophys. J. 154 (1968), 1111
 Spectral Line Broadening by Plasmas, New York:
 Academic Press (1974)
- Groth, H.G., *Zeitschrift Astrophys.* 51 (1961), 206
 Astron. Astrophys. 21 (1972), 337
- Hardorp, J. und Scholz, M., *Astrophys. J. Suppl.* 151 (1970),
 193
- Harris III, D.L., *Basic Astronomical Data*, The University
 of Chicago Press (1963)
- Hayes, D.S. und Latham, D.W., *Astrophys. J.* 197 (1975), 593
- Heintze, J.R.W., *IAU Symposium Nr. 54* (1973)
- Henroteau, R., *Publ. Dom. Obs. Ottawa* 5 (1922), 413
 Publ. Dom. Obs. Ottawa 9 (1925), 5
- Hicock, F. und Morton, D., *Astrophys. J.* 152 (1968), 203
- Iben, I., *Astrophys. J.* 140 (1964), 1631
- Jamar, G., Macau-Hercot, D., Monfils, A., Thompson, G.I.,
 Houziaux, L. und Wilson, R., *ESA SR-27* (1976)
- Jerzykiewicz, M., *Lowell Obs. Bull.* 6 (1965), 175
 Lowell Obs. Bull. 7 (1967), 199
- Johnson, H.L., Iriarte, B., Mitchell, R.I. und Wisniewski, W.K.,
 Sky and Telescope 30 (1965), 21
- Johnson, H.L. und Mitchell, R.I., *Rev. Mexicana de Astron. y*
 Astrophys. 1 (1975), 299
- Kodaira, K. und Scholz, M., *Astron. Astrophys.* 6 (1970), 93
- Kurucz, R.L., Peytremann, E. und Avrett, E.A., *Blanketed Model*
 Atmospheres for Early-Type Stars, Washington,
 D.C.: Smithsonian Institution (1974)
- Kurucz, R.L., *Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics*,
 Preprint Series Nr. 1050
- Lambert, D.L., *Month. N.R.A.S.* 138 (1968), 143
- Lambert, D.L. und Warner, B., *Month. N.R.A.S.* 138 (1968), 181
 Month. N.R.A.S. 138 (1968), 213
 Month. N.R.A.S. 140 (1968), 197

- Lambert, D.L., Mallia, E.A. und Warner, B., Month. N.R.A.S.
142 (1969), 71
- Lane, M.C., Publ. Astron. Soc. Pac. 89 (1978), 906
- Le Contel, J.-M., IAU Colloquium 29 (1975), 21
- Lesh, J.R. und Aizenman, L., Astron. Astrophys. 34 (1974),
203
- Lesh, J.R., Astrophys. J. 208 (1976), 135
- Mathews, T. und Sandage, A., Astrophys. J. 138 (1963), 30
- McClusky, C.E. und Kondo, Y., Astrophys. Space Science 17
(1972), 134
- McNamara, D.H., Astrophys. J. 122 (1955), 95
- Mihalas, D. und Morton, D., Astrophys. J. 142 (1965), 253
- Mihalas, D., NCAR Technical Note NCAR-TN/STR-76 Boulder:
National Center for Atmospheric Research (1972)
- Mihalas, D. und Auer, L.H., Astrophys. J. Supp. 25 (1973), 433
- Moreno, A.G., Publ. Astron. Soc. Pac. 91 (1979), 299
- Morton, D. und Bradley, P., Astrophys. J. 156 (1969), 687
- Neckel, T. und Klare, G., Astron. Astrophys. 52 (1976), 77
- Oke, J.P., Schild, R. und Peterson, D.M., Astrophys. J. 166
(1971), 95
- O'Mara, B.J. und Simpson, R.W., Mem. R.A.S. 75 (1971), 51
- Orlow, M. Ya., Astron. J. (UdSSR), 45 (1968), 568
- Pagel, B.E.F., Month. N.R.A.S. 116 (1956), 10
- Peters, G.J. und Aller, L.H., Astrophys. J. 159 (1970), 525
- Petrie, R.M., Publ. Dom. Astrophys. Obs. Victoria 9 (1953),
251
- Saio, H. und Cox, J.P., Astrophys. J. 236 (1980), 549
- Sato, N., Sendai Astron. Reportoj 59 (1958), 48
- Schmalberger, D.C., Astrophys. J. 132 (1960), 591
- Shaw, J.S., Astron. Astrophys. 41 (1975), 362
- Sinnerstadt, U., Stockholms Obs. Annaler 22, Nr. 2 (1961)
- Smith, M.A. und Mc Call, M.L., Astrophys. J. 223 (1978), 221
- Stellingwerf, R.F., Astron. J. 83 (1978), 1184
- Stothers, R., Astrophys. J. 210 (1976), 434
- Struve, O., Annal. d'Astrophys. 15 (1952), 157
- Tunca, Z., Inf. Bull. Var. Stars Nr. 1259 (1977)

- Underhill, A., Divan, L., Prévot-Burnichon, M.-L., und
Doazan, V., Month. N.R.A.S. 189 (1979), 601
- Unsöld, A., Physik der Sternatmosphären, Berichtigter Nach-
druck der 2. Auflage, Springer-Verlag Berlin (1968)
- van de Kamp, P., Ann. Rev. Astron. Astrophys. 9 (1971), 103
- van Hoof, A., Zeitschrift Astrophys. 68 (1968), 156
- Warner, B., Month. N.R.A.S. 138 (1968), 229
- Watson, R.D., Astrophys. J. 169 (1971), 343
Astrophys. J. 170 (1971), 345
Astrophys. J. Supp. 24 (1972), 167

Erläuterung der Tabellenbeschriftung

Spalte 1:	Element, Ionisationsstufe, Multiplettnummer
Spalte 2:	Wellenlänge
Spalte 3:	Anregungsenergie
Spalte 4:	Produkt aus statistischem Gewicht und Oszillatorenstärke
Spalte 5:	Äquivalentbreite
Spalte 6:	Häufigkeit

A N H A N G A

Mult. Nr.	λ (Å)	$\chi_{r,s}$	log gf	w_{λ} (mÅ)	log ϵ
He I					
1	3964.73	20.53	-1.30	150	10.98
12	4713.14	20.87	-0.87	250	11.10
14	4471.48	20.87	0.05	1225	11.08
16	4120.81	20.87	-1.47	215	11.08
18	4026.20	20.34	-0.37	1025	10.93
20	3867.48	20.87	-1.80	145	10.98
22	3819.61	20.87	-0.68	875	10.98
43	4143.76	21.13	-1.20	640	11.01
50	4437.55	21.13	-2.03	115	11.23
51	4387.93	21.13	-0.88	700	11.08
52	4168.97	21.13	-2.34	95	10.91
55	4009.58	21.13	-1.94	505	10.94
58	3926.53	21.13	-1.65	390	10.82
C II					
4	3920.67	16.26	-0.24	75	7.87
4	3918.98	16.26	-0.24	85	8.00
6	4267.02	17.97	0.58	155	7.55
33	3876.05	24.17	0.47		
	3876.19	24.17	0.06		
	3876.41	24.17	0.74		
	3876.67	24.17	0.62	60	7.83

Mult. Nr.	λ (Å)	$\chi_{r,s}$	log gf	W_{λ} (mÅ)	log ϵ
-----------	---------------	--------------	--------	--------------------	----------------

C III

1	4647.42	29.39	0.10	30	8.11
1	4650.20	29.39	-0.12	25	8.25
1	4650.90	29.39	-0.47		
	4651.30	29.39	-0.60	25	8.04

N II

5	4607.15	18.38	-0.57	70	8.15
5	4630.54	18.40	0.13	110	8.15
5	4643.01	18.40	-0.28	80	8.15
5	4601.48	18.39	-0.52		
31	4601.69	21.51	-0.75	75	8.15
6	3955.85	18.39	-0.78	40	7.97
12	3994.99	18.42	0.24	95	7.79
15	4447.03	20.32	0.25	60	7.82
39	4035.09	23.04	0.53	35	7.93
39	4643.54	28.56	0.44	35	7.84
47	4241.76	23.14	0.21		
48	4241.78	23.15	0.60	55	7.94
48	4236.93	23.14	0.38		
48	4237.05	23.14	0.55	45	7.70

Mult. Nr.	λ (Å)	$\chi_{r,s}$	log gf	W_{λ} (mÅ)	log ϵ
-----------	---------------	--------------	--------	--------------------	----------------

O II

1	4641.81	22.88	0.10	90	8.56
1	4649.14	22.90	0.35	115	8.70
1	4650.84	22.87	-0.32	75	8.75
1	4661.64	22.88	-0.25	70	8.59
1	4676.23	22.90	-0.38	65	8.64
2	4319.63	22.88	-0.32		
61	4319.93	28.70	-0.47	45	8.09
2	4349.43	22.90	0.13	55	7.90
2	4366.89	22.88	-0.29	50	8.23
5	4414.91	23.34	0.31	65	8.03
5	4416.98	23.32	0.00	60	8.25
6	3954.37	23.32	-0.36	45	8.25
10	4069.64	25.52	0.14		
10	4069.89	25.52	-0.25	70	8.27
10	4072.16	25.54	0.53	50	8.03
10	4075.85	25.55	0.69	65	8.17
15	4596.17	25.55	0.22	60	8.64
17	3911.96	25.55	0.07		
	3912.09	25.54	-0.90	55	8.43
19	4132.81	25.72	-0.07	35	8.35
20	4119.22	25.74	0.48	45	8.04
25	4705.36	26.14	0.56	70	8.60

Mg II

4	4481.14	8.83	-0.56		
	4481.14	8.83	0.74		
	4481.31	8.83	0.59	135	7.58

Mult. Nr.	λ (Å)	$\chi_{r,s}$	log gf	W_{λ} (mÅ)	log ϵ
-----------	---------------	--------------	--------	--------------------	----------------

Al III

3	4528.91	17.74	-0.28		
	4529.18	17.74	0.67	60	6.06
8	4479.89	20.69	0.90		
	4479.97	20.69	1.02	45	6.09

Si II

1	3856.02	6.82	-0.65	35	7.55
3	4130.87	9.80	-0.84		
	4130.89	9.80	0.46	40	7.29

Si III

2	4552.65	18.92	0.33	145	7.58
2	4567.87	18.92	0.10	115	7.37
2	4574.77	18.92	-0.38	85	7.39
5	3806.56	21.63	0.07	85	7.65

Si IV

1	4088.86	23.95	0.20	40	7.58
1	4116.10	23.95	-0.11	25	7.33

S II

44	4153.10	15.83	0.63		7.21 :
19	4153.30	25.73	0.08	45	8.34

(OII)

Mult. Nr.	λ ($\text{\AA}$)	$\chi_{r,s}$	$\log gf$	W_{λ} (mÅ)	$\log \epsilon$
-----------	----------------------------	--------------	-----------	--------------------	-----------------

S III

4	4253.59	18.17	0.40	60	6.81
4	4361.53	18.17	-0.39	30	7.00
8	3928.62	18.24	-0.19	30	6.75

Ca II

1	3933.66	0.00	0.15	85	6.68
---	---------	------	------	----	------

Herr Prof. Dr. P. Wellmann gab die Anregung zu dieser Arbeit und machte es mir möglich, an seinem Institut arbeiten zu dürfen.

Ihm und Herrn Prof. Dr. H.G. Groth bin ich für die stets gern gewährte Hilfe besonders dankbar.

Bei den Institutsmitgliedern bedanke ich mich für die gezeigte Hilfsbereitschaft.

Herr Dr. L. da Silva vom Observatorio Nacional do Rio de Janeiro hat mich in die Technik der Feinanalyse eingeführt. Ihm gilt mein bester Dank.

Der Deutsche Akademische Austauschdienst ermöglichte dankenswerterweise meinen Aufenthalt in der Bundesrepublik Deutschland.

Meine Frau half mir durch Schreiben und Durchsicht des Manuskripts. Bei ihr möchte ich mich herzlich bedanken.

LEBENS LAUF

Name: Paulo Leite Scheid

Geburtsdatum: 4. Februar 1950

Geburtsort: Rio de Janeiro / Brasilien

Eltern: Osmar Scheid
Angelina Leite Scheid, geb. Gomes Leite

Schulen: März 1957 - Mai 1958 Escola São Paulo,
Rio de Janeiro
Mai 1958 - Dezember 1961 Escola Pereira Passos,
Rio de Janeiro
März 1962 - Dezember 1968 Colégio Pedro II,
Rio de Janeiro
Reifezeugnis vom 3. Januar 1969

Studium: März 1969 - Mai 1975 Pontifícia Universidade
Católica, Rio de Janeiro
Magisterprüfung am 20. Mai 1975
Thema der Magisterarbeit:
Estudo de γ Pav e suas implicações na abundancia
do Manganês nas estrelas próximas
(Die Untersuchung von γ Pav und ihre Auswirkung
auf die Manganhäufigkeit der Sterne in der Son-
nenumgebung)

Tätigkeit: Juni 1975 bis heute
Stipendiat des Deutschen Akademischen Austausch-
dienstes am Institut für Astronomie und Astro-
physik, München

